N° d'ordre 23

THESE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE TROISIÈME CYCLE
(SPÉCIALITÉ : MÉTROLOGIE)

PAR

Jean BULABOIS
Licencié es-Sciences

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA LUMIÈRE ÉMISE PAR UN LASER A RUBIS

Soutenue le 21 décembre 1963 **, devant la Commission d'Examen**

MM. **P. MESNAGE** — Président
P. M. DUFFIEUX — Examinateurs
J. Ch. VIÉNOT — Examinateurs

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547626_0001

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK
- LEIDEN -

N° d'ordre 23

THESE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE TROISIÈME CYCLE
(SPÉCIALITÉ : MÉTROLOGIE)

PAR

Jean BULABOIS
Licencié es-Sciences

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA LUMIÈRE ÉMISE PAR UN LASER A RUBIS

Soutenue le 21 décembre 1963 **, devant la Commission d'Examen**

MM.	**P. MESNAGE**	Président
	P. M. DUFFIEUX	Examinateurs
	J. Ch. VIÉNOT	Examinateurs

UNIVERSITE
DE
BESANCON

FACULTE DES SCIENCES

Doyen honoraire : M. GLANGEAUD

Professeurs honoraires : MM. BAILLAUD, JULLIEN, THIRY, TRILLAT, UEBERSFELD, VINCENSINI.

Maître de Conférences honoraire : M. GRANIER

DOYEN	: M. JACQUEMAIN	: Chimie Appliquée
ASSESSEUR	: M. MESNAGE	: Chronométrie
PROFESSEURS	:MM. CHALEAT	: Mécanique Appliquée
	CHATELET	: Mathématiques
	CROISOT	: Méthodes Mathématiques de la Physique
	DELHAYE	: Astronomie
	DREYFUSS	: Géologie Minéralogie
	NAHON	: Mécanique théorique
	PERROT	: Chimie Générale
	RIPPLINGER	: Physiologie Animale
	THEOBALD	: Géologie
	TRONCHET	: Botanique
	VIENOT	: Physique Générale

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

	MM. BERNARD	: Chimie Physique
	QUANTIN	: Botanique
	RIGAL	: Mathématiques

PROFESSEURS SANS CHAIRE

	MM. DEVIN	: Chimie Générale
	GOMOT	: Zoologie
	POTIER	: Cristallographie Physique
	ROZIS	: Physique Générale
	THIEBAUT	: Géologie Minéralogie

MAITRES DE CONFERENCES

M. GOUARNE	: Mathématiques
Ml. LEGRAND	: Botanique
MM. MOTCHANE	: Electronique
REAL	: Zoologie
THEOBALD	: Physique PCB, SPCN
VALLEE	: Mécanique Appliquée

CHARGE D'ENSEIGNEMENT

M. REMOND	: Chronométrie

CONSEILLER ADMINISTRATIF UNIVERSITAIRE

M. LAMBERT

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION 1

RUBIS CONSIDERE COMME UNE CAVITE 3
1) Cavité parallélépipédique
2) Cavité cylindrique
3) Nombre de modes

Séparation des modes 7
a) modes longitudinaux
b) modes obliques

Défaut de planéité et de parallélisme entre les faces 11
Effet dû à la diffraction 12

CHAPITRE I

ANALYSE ET EXPLOITATION DE TRACES LASER PHOTOGRAPHIEES DANS DIFFERENTES CONDITIONS 13
1) Photographie n° 1
2) Photographie n° 2
3) Photographie n° 3

Analyses harmoniques 18
Conséquences 21

CHAPITRE II

PROPRIETES EXTERIEURES DU MILIEU ACTIF 24
1) Rappels sur la structure du rubis et qualités de taille des cristaux utilisés
a) cristallisation
b) qualités de taille
2) Aspect et structure du faisceau en émission stimulée 29
a) dans le plan de la face de sortie
b) dans les plans perpendiculaires à la direction d'émission, situés à quelques dizaines de centimètres du rubis
3) Focalisation du faisceau (far-field pattern) 33
a) rubis ordinaire
b) rubis N
c) autres phénomènes

CHAPITRE III

APPAREILLAGE : LASER ET DISPOSITIF D'ENREGISTREMENT 40
1) Laser
a) alimentation
b) tête laser
fixation du rubis
2) Optique et appareils enregistreurs 43
a) caméra ultra-rapide du L.C.A.
b) système continu
1. synchronisation
2. application immédiate
durée d'émission de certaines
impulsions brèves

CHAPITRE IV

INTERFEROMETRIE EN LUMIERE LASER

I) EVALUATION DE LA MONOCHROMATICITE DE LA RAIE R_1 51
1) Relations fondamentales
2) Anneaux photographiés au cours d'une émission complète (photographie statique) 53
3) Photographie ultra-rapide des anneaux au cours de l'émission 54
a) caméra L.C.A.
b) caméra à défilement continu

II) FRANGES D'INTERFERENCES 57
A) Franges d'interférences photographiées au cours d'émissions stimulées complètes
1) Fentes d'Young placées au voisinage de la face de sortie du rubis
2) Fentes d'Young situées dans le plan de l'image R' de la face du rubis
3) Fentes placées dans le plan de focalisation du faisceau
4) Franges d'interférences obtenues sans optique entre le rubis et les fentes.

B) Franges d'interférences photographiées au cours de l'émission 65
1) Caméra à enregistrement discontinu
2) Caméra à enregistrement continu

CHAPITRE V

POLARISATION DE LA LUMIERE LASER 71

I) POLARISATION GLOBALE
A) Polarisation rectiligne
1) enregistrement statique
a) Comparaison simultanée des traces données par deux vibrations polarisées à angle droit 72
1. rubis 90° N
2. rubis 0° N
b) Comparaison des traces données par les composantes de $\vec{E}$ suivant une vibration rectiligne 74
1. rubis 90° N
2. rubis 0° N

2) enregistrement des impacts, vibrations X et Y du faisceau au cours de l'émission 76
1. rubis 90° N
2. rubis 0° N

B) Polarisation circulaire 78

II) POLARISATION LOCALE 79
A) Polarisation rectiligne
1) statique
a) examen de la polarisation des faisceaux émis en différents points de la face au moyen d'un Glazebrook
1°) Rubis 90° N
2°) Rubis 0° N
2) enregistrement continu
1°) Rubis 90° N
2°) Rubis 0° N

Conclusion 81

CONCLUSION GENERALE 82

Annexe 84

- INTRODUCTION -

Dans le cadre des travaux poursuivis au laboratoire d'Optique sur la lumière émise par un LASER (*) à rubis, la présente étude comporte les points suivants :

- interférométrie en lumière laser ;
- évaluation du degré de polarisation.

Il sera question dans l'un et l'autre cas soit de la lumière issue de tous les points de la face émettrice du rubis, ou seulement de quelques pinceaux sélectionnés à l'intérieur de l'ensemble du faisceau (à une certaine distance du rubis, ou dans le plan de sa pupille de sortie).

L'étude a été faite de deux points de vue différents :

- le phénomène étudié, dû à la superposition dans le temps et dans l'espace des émissions successives des différents points de la face, représente donc une moyenne ;
- le phénomène évolue au cours du temps, il est donc nécessaire de l'étudier de manière continue du début à la fin de l'émission stimulée.

Quelques considérations théoriques concernant les modes de résonance susceptibles de s'établir dans la cavité constituée par le rubis, seront exposées avant tout compte-rendu expérimental.

L'objet de cette thèse représente le développement et la suite d'une étude entreprise par J.Ch. Viénot au Laboratoire de Physique de l'Ecole Polytechnique en 1961, et dont les résultats ont montré que :

(*) Ce terme est formé des initiales de :
"Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation"

1º) Les faisceaux émis en deux régions de dimensions faibles et isolées de la face du rubis, pouvaient donner lieu aux phénomènes d'interférences conventionnels (par là même on pouvait évaluer le degré de cohérence du faisceau émis). Cependant sur certains clichés les franges présentaient une structure inhabituelle en optique classique (stries transversales, pavages réguliers ou non).

2º) Le faisceau émis par une plage unique de petites dimensions de la face de sortie du rubis produisait parfois un système périodique strié, tout à fait semblable aux franges d'Young, lorsque le faisceau était focalisé au moyen d'un objectif photographique.

3º) L'état de polarisation de la lumière globale, c'est-à dire due au faisceau provenant de tous les points de la face de sortie considérés comme un ensemble, au cours du temps total de l'émission apparaissait le plus souvent indéterminé.

L'analyse de certains clichés a permis de proposer quelques hypothèses sur la nature de l'émission. Il s'est avéré intéressant de reprendre un examen systématique de ces phénomènes dus :

- au faisceau issu de l'ensemble des points émissifs de la face de sortie ;
- au faisceau émis par certains points isolés de la face.

RUBIS CONSIDERE COMME UNE CAVITE

Des considérations générales sur l'effet laser ont été décrites dans un certain nombre de publications(cf. par exemple [16] , [1]) . Le mécanisme de l'émission et le fonctionnement de quelques types de laser ont été développés dans le cours du C.E.S. d'Optique métrologique de Mr. Viénot (1961-62).

Les caractéristiques fondamentales du laser ne seront donc pas rappelées ici. Nous ne parlerons que des propriétés concernant les modes de résonance à l'intérieur de la cavité.

Le rubis, qui constitue le milieu actif, est considéré comme un résonateur optique à coefficient de surtension fixe, analogue à un étalon Fabry-Perot. Il joue le rôle d'une cavité résonnante dans laquelle l'énergie potentielle des atomes de chrome est transformée en énergie électromagnétique.

La fréquence de résonance d'une cavité et le nombre de modes de vibrations possibles sont liés aux dimensions de celle-ci. La géométrie et les dimensions des cavités dans le domaine hertzien sont étudiées de façon qu'un mode unique de vibration soit excité indépendamment des autres.

Aux fréquences optiques, il faudrait réaliser une cavité dont les dimensions seraient de l'ordre de la longueur d'onde correspondante, (λ = 6943 Å dans le cas de l'émission stimulée du rubis).

Les dimensions des rubis utilisés sont grandes, comparées à cette longueur d'onde, et, pour cette raison ils sont susceptibles

de résonner suivant un nombre élevé de modes d'oscillation, dont les fréquences sont comprises à l'intérieur de la bande d'absorption dν du milieu actif.

Sélection des modes dans une cavité multimode.

Le nombre de modes $P(\nu)\,d\nu$. compris dans l'intervalle de fréquences $d\nu$ est égal à $P(\nu)\,d\nu = \frac{8\pi^2\nu^2}{c^3} V\,d\nu$ [14] c'est-à-dire pour une raie spectrale lorentzienne,,

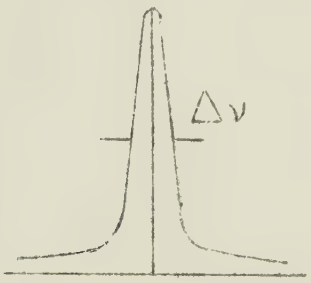


Fig. 1 a

$$P = \frac{8\pi^2\nu^2}{c^3} V \Delta\nu$$

où V est le volume de la cavité,
c la vitesse de la lumière,
ν la fréquence de résonance,
Δν la largeur à mi-hauteur de la raie spectrale.

Les variations de la fréquence du rayonnement émis dépendent de la stabilité des modes de vibrations à l'intérieur de la cavité. Or la résonance peut s'établir sur plusieurs modes distincts, de façon simultanée ou non, à l'intérieur d'une cavité multimode. L'obtention d'une émission de fréquence déterminée et stable nécessite une sélection de certains modes soit au niveau de la cavité, soit dans le faisceau émis.

Le calcul de la répartition énergétique fournie par le rayonnement global issu de la cavité, suivant une direction donnée, dans le plan de la figure de diffraction, montre que cette séparation entre différents modes est possible. Le maximum I_{r+1} de la radiation due au mode d'ordre r+1 correspond approximativement au point où l'intensité est $\frac{I_r}{2}$ pour le mode voisin d'ordre r.

1) - Cas d'une cavité parallélépipédique : Pour une cavité parallélépipédique de longueur L et dont les faces terminales semi-transparentes sont des carrés de coté a, les autres parois étant

parfaitement réfléchissantes, la longueur d'onde de résonance est

$$\lambda = \frac{2}{\left[(q/L)^2 + (r/a)^2 + (s/a)^2 \right]^{1/2}}$$

Si on suppose que la répartition du champ dans le plan xy de la face de sortie de la cavité est proportionnelle à $\sin(\frac{\pi r x}{a}) . \cos(\frac{\pi s y}{a})$, la fonction représentant la répartition d'énergie suivant un axe dans le plan de Fraunhofer est donnée par :

$$I = \frac{a^2 (2\pi r)^2 \sin^2 (\frac{\pi r}{2} + \frac{\pi a \sin\theta}{\lambda})}{(\pi r + \frac{2\pi a \sin\theta}{\lambda})^2 (\pi r - \frac{2\pi a \sin\theta}{\lambda})^2} \quad [14]$$

(le calcul de cette intensité est exposé en annexe).

Le maximum central a lieu pour $\sin\theta = \pm \frac{r\lambda}{2a}$ et les premiers minimums pour $\sin\theta = \pm \frac{r\lambda}{2a} \pm \frac{\lambda}{a}$

2) - Cavité cylindrique : Pour une cavité cylindrique de rayon R, la répartition d'énergie dans le plan de la figure de diffraction est donnée par :

$$I = I_o \left[\frac{J_1(\rho R)}{\rho R} \right]^2$$

où $J_1(\rho R)$ est la fonction de Bessel d'ordre 1.

Il est donc possible de sélectionner un ou plusieurs modes à partir de la figure de diffraction obtenue en focalisant le faisceau global émis par le rubis au moyen d'une lentille convergente. Un diaphragme de dimension convenable ne laissera passer que les radiations dues aux modes désirés.

3) - Nombre de modes : Suivant Schawlow et Townes, si les dimensions de la cavité et la répartition des niveaux excités restent constantes, un régime d'oscillation ne peut pas prendre naissance sur plus d'un mode.

Cependant, les modes étant très voisins, une petite variation de dimension peut produire un glissement ou un saut brusque de l'oscillation d'un mode à l'autre.

Le nombre de modes de vibration à l'intérieur de la cavité parallélépipédique définie ci-dessus est donné par :

$kz = q/2L$

$kx = r/2a$

$ky = s/2a$

si $k = \frac{I}{\lambda}$ est le vecteur d'onde et q, r, s, des indices entiers. Pour des valeurs données de r et de s, plusieurs modes de fréquences différentes peuvent rayonner suivant des directions identiques. La séparation de ces modes est possible par un choix convenable de la distance L entre les deux faces extrêmes de la cavité.

Le nombre théorique de modes $P(\nu)\Delta\nu$, dont les fréquences sont comprises à l'intérieur de la bande $\Delta\nu$ est de l'ordre de $\frac{8\pi^2\nu^2}{c^3} V \Delta\nu$ c'est-à-dire pour :

$L = 2$ cm

$a = 1$ cm

$\Delta\nu = 6\ cm^{-1}$

$\lambda = 7000$ Å

$P = 2 \times c = 6.10^{10}$

Ce nombre théorique de modes concerne des cavités à parois réfléchissantes ; or les rubis constituent des systèmes sans paroi latérale, ce qui limite le nombre de modes P donné ci-dessus. Les modes transversaux ne pouvant pas être excités.

D'autre part, le nombre de modes obliques reste faible par suite de la dimension finie des faces terminales par rapport à la longueur.

Rubis = Cavité cylindrique

Des détails expérimentaux seront exposés dans les chapitres suivants, nous nous bornerons ici à indiquer les résultats essentiels pour les comparer aux valeurs calculées.

Les dimensions des rubis utilisés sont :

R_{50} - Longueur L = 50mm, diamètre Ø = 5 mm

R_{30} - Longueur L = 30mm, diamètre Ø = 4 mm

Nous mentionnerons par les indices 50 et 30, les valeurs concernant ces rubis.

- Séparation des modes -

a) Modes longitudinaux : Le facteur de surtension Q est :

$$Q = \frac{2nL}{\lambda} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$$

la séparation entre deux modes axiaux est :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} = \frac{\lambda}{Q}$$

la valeur de $Q = \frac{2nL}{\lambda} = 2{,}5\ 10^5$ pour les rubis de 50mm de long,

d'où $\Delta\lambda = \frac{7.10^{-5}}{2{,}5\ 10^5} = 2{,}8\ 10^{-10}$ cm $= 2{,}8\ 10^{-2}$ Å.

soit une séparation $\Delta\nu$ entre deux modes axiaux adjacents de $\Delta\nu = 1{,}72\ 10^9$ Hz soit 1,72 GHz [12].

Nous avons déterminé une largeur de raie, $\delta\lambda \leq 2.10^{-3}$ Å; au moyen d'un interféromètre Fabry-Perot, cette largeur $\delta\lambda$ permet donc d'observer les différents modes axiaux séparés par $\Delta\lambda$.

b) Modes obliques : La condition de résonance dans une cavité cylindrique est :

$$\left(\frac{Rmn}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi q}{L}\right)^2 = k_n^2$$

où Rmn sont les racines de la fonction de Bessel Jn, et
R le rayon de la cavité.

$$k_o^2 = \left(\frac{\pi q}{L}\right)^2$$

$$k_1^2 = \left(\frac{R_{o1}}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi q}{L}\right)^2$$

$$k_1 - k_o = \left(\frac{R_{o1}}{R}\right)^2 \times \frac{1}{2k}$$

$$k_1 - k_o = \left(\frac{R_{o1}}{R}\right)^2 \times \frac{c}{4\pi\nu n}$$

$$\frac{k_1 - k_o}{k_o} = \frac{\nu_1 - \nu_o}{\nu_o}$$

d'où :

$$\frac{\nu_1 - \nu_o}{\nu_o} = \frac{(R_{o1})^2}{8\pi^2 n^2} \times \frac{\lambda^2}{R^2}$$

la séparation entre un mode axial et le premier mode oblique est :

$$\frac{\nu_1 - \nu_o}{\nu_o} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{(2{,}405)^2}{8 \times (3{,}14)^2 \times (1{,}76)^2} \times \frac{49.10^{-8}}{6{,}25}$$

(R_{o1} = 2,405 et R = 2,5mm).

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 0{,}18\ 10^{-8}$$

$$\Delta\nu = 4{,}3\ 10^{14} \times 0{,}18\ 10^{-8} = 0{,}774\ 10^{6}$$

$$\Delta\nu = 774 \text{ kHz}$$

La valeur du $\Delta\lambda$ correspondant est :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda\,\Delta\nu}{\nu} = 1{,}26\ 10^{-5}\ \text{Å}$$

Rubis : Cavité cylindrique sans paroi latérale, cavité Fabry-Perot.

Pour une radiation de longueur d'onde λ, les conditions de résonance dans un interféromètre Fabry-Perot sont données par :

1) $-Q\lambda = 2nL$ pour les modes parallèles à l'axe (modes longitudinaux).

2) $-Q\lambda = 2nl\cos\Theta$ pour les modes obliques, c'est-à-dire inclinés d'un angle Θ par rapport à l'axe de l'étalon (modes obliques).

Le facteur Q identique au facteur de surtension représente l'ordre d'interférence au centre de l'étalon Fabry-Perot, sa valeur pour un rubis R_{50} est de $2{,}5\ 10^5$

$$Q = \frac{2nl}{\lambda} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$$

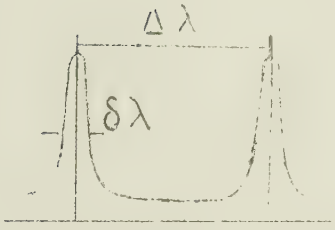


Fig.1_b

où $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nl}$ définit l'intervalle spectral libre correspondant à la distance qui sépare deux radiations longitudinales d'ordre q_n et q_{n+1}. Sa valeur $\Delta\lambda = 2{,}8\ 10^{-2}$ Å représente la séparation qui existe entre deux modes longitudinaux voisins (figure 1_b)

Pour les modes obliques, la valeur $\Delta\lambda$ est fonction du cosinus de l'angle Θ. Le rayon angulaire Θ_k du k ième anneau brillant est :

$$\Theta_k = \sqrt{k}\sqrt{\frac{\lambda}{nL}}$$

pour le premier anneau k = 1 l'angle Θ_1 est :

$$\Theta_1 = \sqrt{\frac{\lambda}{nL}} = 2{,}82\ 10^{-3}$$ radian pour les rubis R_{50} et $3{,}64\ 10^{-4}$ radian pour les rubis R_{30}. Cet angle

Θ_1 est égal à l'angle α qui sépare la direction du premier mode oblique de celle des modes axiaux.

En effet l'angle α est défini par :

$$\cos\alpha = \frac{L}{L+dL} \quad \text{(figure 2)}$$

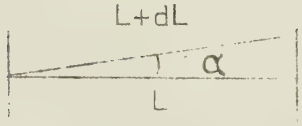


Fig.2

dL étant la variation de longueur nécessaire pour passer du mode d'ordre q au mode immédiatement supérieur q+1.

La relation $Q\frac{\lambda}{2} = nL$ permet de déterminer cette variation dL, l'angle Θ étant très petit et dQ = 1

$$dl = \frac{\lambda}{2n} = o,2\mu$$

L'angle α et la variation dL sont petits

$$\cos\alpha = 1-\frac{\alpha^2}{2} = 1 - \frac{dL}{L}$$

$$\alpha^2 = \frac{2\,dL}{L}$$

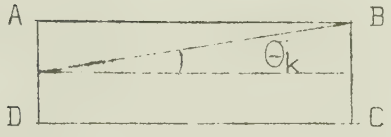
$$\alpha = \sqrt{2}\sqrt{\frac{dL}{L}} = \sqrt{\frac{\lambda}{nL}}$$

d'où l'égalité $\alpha = \Theta$

Les rayons angulaires successifs α_k varient comme $\sqrt{k}$ suivant la même loi que les rayons angulaires Fabry-Perot Θ_k.

Le nombre de modes obliques est alors donné par la valeur de k correspondant à l'anneau brillant Fabry-Perot d'ordre le plus élevé. Cet angle Θ_k est fonction de la géométrie de la cavité.

$$\Theta_k = \sqrt{k}\sqrt{\frac{\lambda}{nL}}$$



$$\Theta_k = \frac{CB}{2AB}$$

$$\Theta_{50} = \frac{5}{100} = 0,05 \text{ radian}$$

$$\Theta_{30} = 0,066 \text{ radian}$$

Le numéro du dernier anneau est donc :

$$k = \theta_k^2 \frac{nL}{\lambda}$$

$$k_{50} = 315$$

$$k_{30} = 328$$

Défaut de planéité et de parallélisme entre les faces :

Jusqu'ici nous avons considéré le rubis comme une cavité Fabry-Perot idéale, à faces parfaitement planes et parallèles, dont le milieu intérieur serait homogène et isotrope. Ces conditions ne sont jamais satisfaites et les petites variations de longueur, les défauts de planéité, peuvent modifier le nombre de modes susceptibles d'être excités dans la cavité.

Pour les rubis utilisés dans la présente étude, la variation $dL = \frac{\lambda}{2n} = 0{,}198\ \mu$ (0,2 μ) reste supérieure au défaut de planéité des faces terminales. A l'intérieur de tels rubis un seul mode longitudinal subsisterait si le chemin optique était de nL.

L'amplification a lieu après de nombreux allers et retours à l'intérieur de la cavité, la variation dL se répartit alors sur l'ensemble des trajets parcourus.

Si N est le nombre d'allers et retours, le chemin optique est de (2nL)N.

N peut raisonnablement être évalué à 4 ou 500, la variation dL à considérer au niveau des faces est alors 4 à 500 fois plus petite. Elle est de 5 Å pour N = 400. Cette valeur moyenne nécessiterait une planéité des faces voisine de $\frac{\lambda}{1000}$, le parallélisme étant parfait, pour qu'intervienne un seul mode longitudinal.

Il semble donc que le grand nombre de réflexions implique la présence simultanée de modes longitudinaux et obliques d'ordre élevé.

Effet dû à la diffraction :

L'aire limitée des faces terminales réfléchissantes réduit le nombre de modes obliques, mais provoque une déformation, distorsion de l'onde plane qui se propage dans le rubis ; cet effet se superpose à chaque réflexion [9]

Si l'on suppose que l'onde reste plane et que le rubis ait pour dimensions L = 50mm et Ø = 5mm, le rayon angulaire du premier anneau de diffraction est de $1,71.10^{-4}$ radian.

Par contre la valeur du rayon angulaire du premier anneau Fabry-Perot est $\left[\theta_1\right]_{50} = 2,82\ 10^{-3}$ radian, soit 10 fois plus grand que la valeur calculée précédemment.

Ces deux effets devraient donc se superposer à la sortie du rubis et modifier la structure du faisceau.

- CHAPITRE I -

ANALYSE ET EXPLOITATION DE TRACES LASER PHOTOGRAPHIEES DANS DIFFERENTES CONDITIONS (CLICHES VIÉNOT).

Tandis qu'avaient lieu la mise au point, et les essais préliminaires du premier Maser Optique construit dans notre Laboratoire (automne 1961), qui devait permettre l'étude systématique des phénomènes d'interférences et de polarisation, nous avons dépouillé et tenté d'exploiter les clichés dont il a été question dans l'introduction.

Les photographies prises en positif direct, au moyen d'un appareil "Polaroid" ont dû être agrandies et reportées sur film ordinaire pour faciliter leur exploration au microphotomètre. Le report consistait à projeter directement l'image sur une pellicule sensible au moyen d'un épiscope.(Les meilleurs résultats ont été obtenus avec un film Adox KB17, 40 ASA, un révélateur "contraste", et une durée d'exposition de 1/200 de seconde).

Trois clichés particulièrement intéressants sont reportés ici.

1º) Photographie nº 1 (Fig. 3)

Ce cliché fait partie de toute une série de photographies prises en isolant une petite plage (Ø = 100 μ) de la face émettrice du rubis.

L'ouverture, qui limite le faisceau au niveau de la face peut être déplacée de façon à isoler différentes régions. Ce cliché a été pris au cours d'une seule émission stimulée,

l'énergie d'excitation étant de 1600 joules (c'est-à-dire bien au dessus du seuil d'émission). Dans cette série de photographies on a constaté que :

- la figure de diffraction obtenue, correspondant à une région bien déterminée de la face, reste identique d'une émission à l'autre. On peut par exemple superposer plusieurs émissions successives, sans modifier le résultat, seule l'intensité augmente, mais pas précisément d'une manière régulière ;

- le même diaphragme placé contre la face du rubis, mais en divers points, donne des résultats différents, les conditions d'excitation restant sensiblement les mêmes.

La figure 4 montre l'allure générale d'un cliché de ce type, ainsi que les différentes coupes photométriques effectuées au moyen d'un microphotomètre enregistreur dont le spot d'exploiration avait une largeur de 20μ sur une hauteur de 1mm.

Nous avons appelé les analyses faites suivant A, B, et C explorations transversales , celles effectuées suivant A', B', et C' explorations longitudinales parce qu'elles correspondent aux directions privilégiées suivant lesquelles apparaissent des franges.

Les courbes obtenues sont enregistrées au moyen d'un suiveur de spot "Sefram". Les abscisses représentent les déplacements suivant des directions choisies, les ordonnées, la transparence du cliché. Les valeurs extrêmes de cette transparence sont repérées sur l'axe des y. La transparence maximale correspond au "fond" du film développé, dans les régions non exposées à la trace du faisceau laser. La transparence minimale est donnée par la déviation du spot du galvanomètre quand la cellule photoélectrique ne reçoit aucun flux lumineux. Les enregistrements

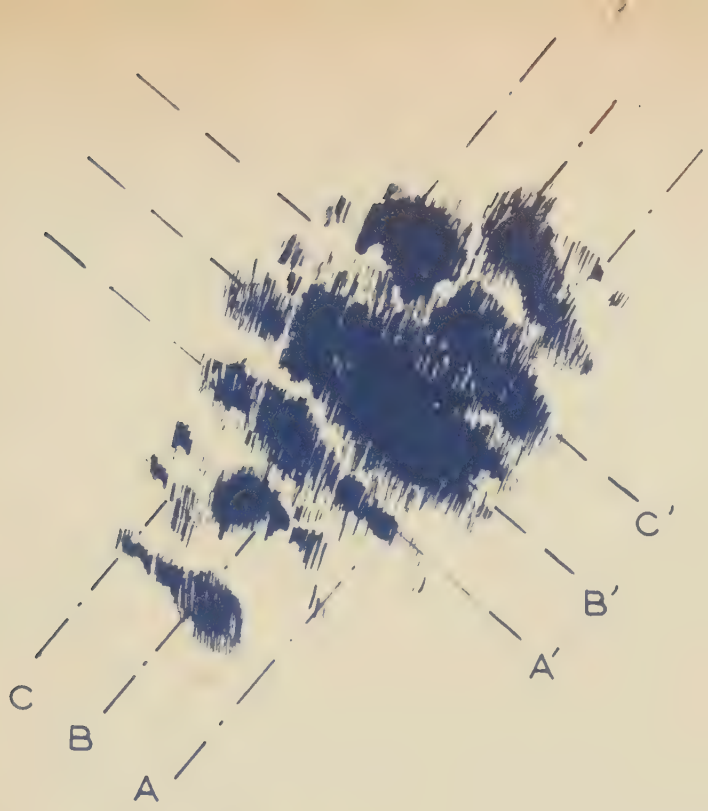


Fig. 4a

Fig. 4b Courbe D

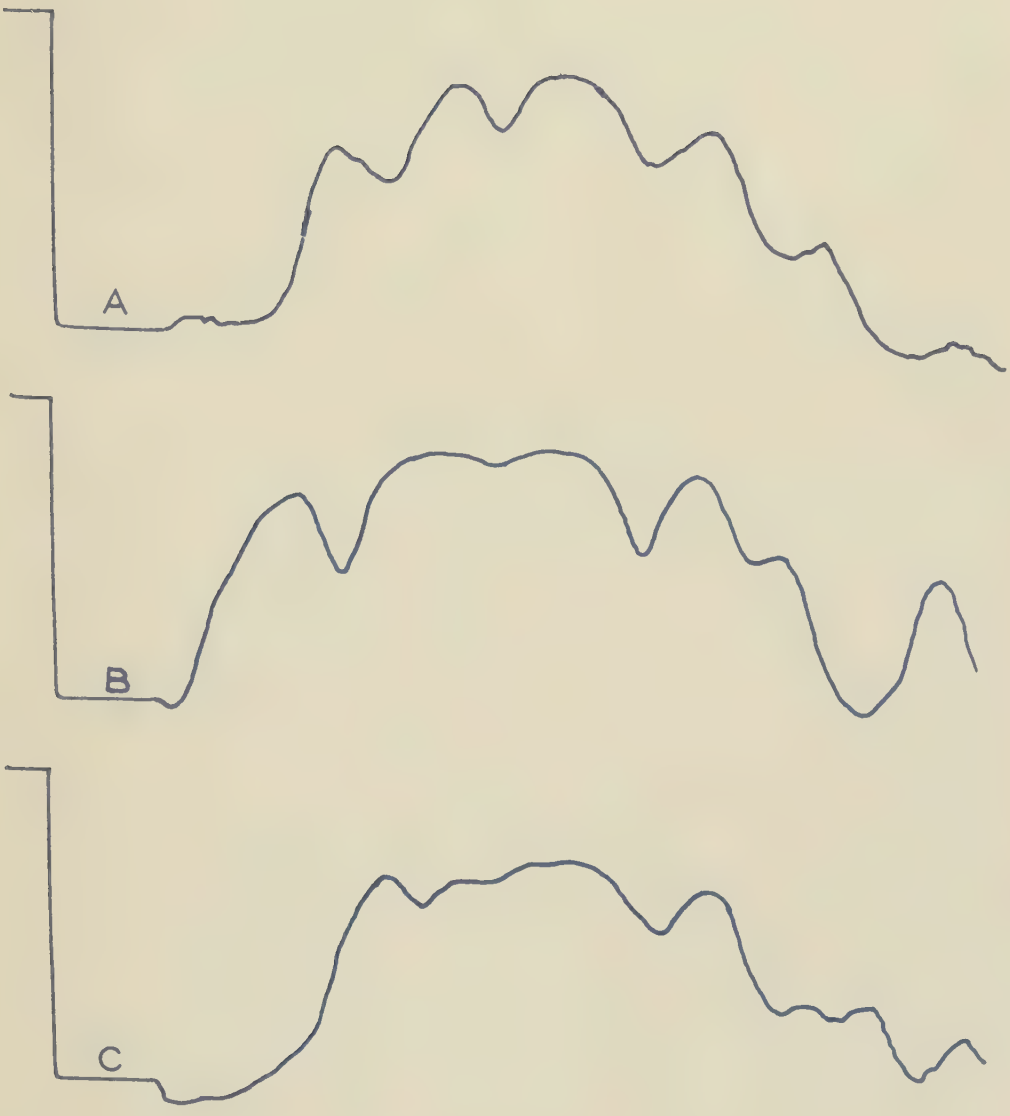


FIG. 4, Explorations transversales

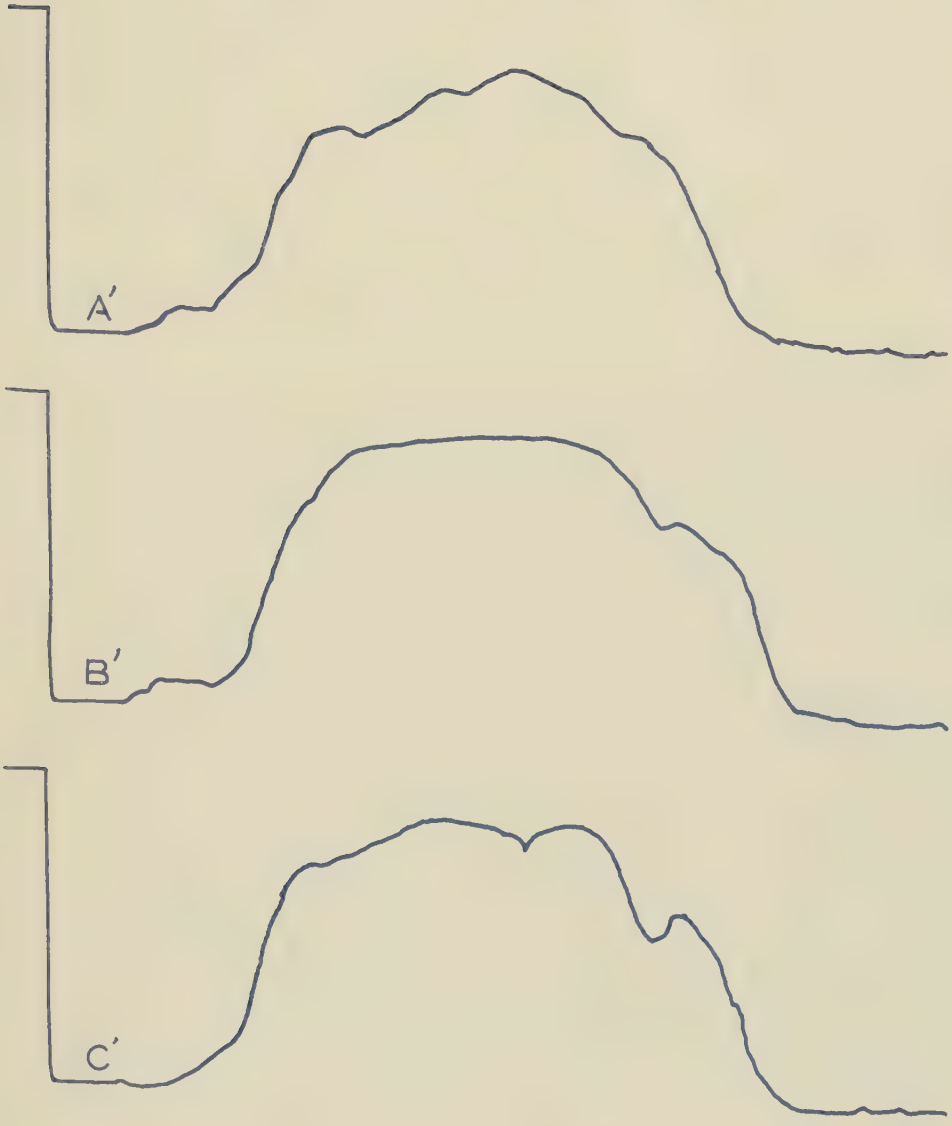


FIG. 4₂ Explorations longitudinales

sont représentés sur les figures 4_1 et 4_2 ; les trois premiers A, B, et C, sont analogues aux courbes que l'on obtiendrait par exploration photométrique d'une figure de diffraction. Cependant, un enregistrement, (courbe D figure 4), réalisé dans la région centrale, pour une sensibilité plus grande du galvanomètre, indique une non uniformité de cette région.

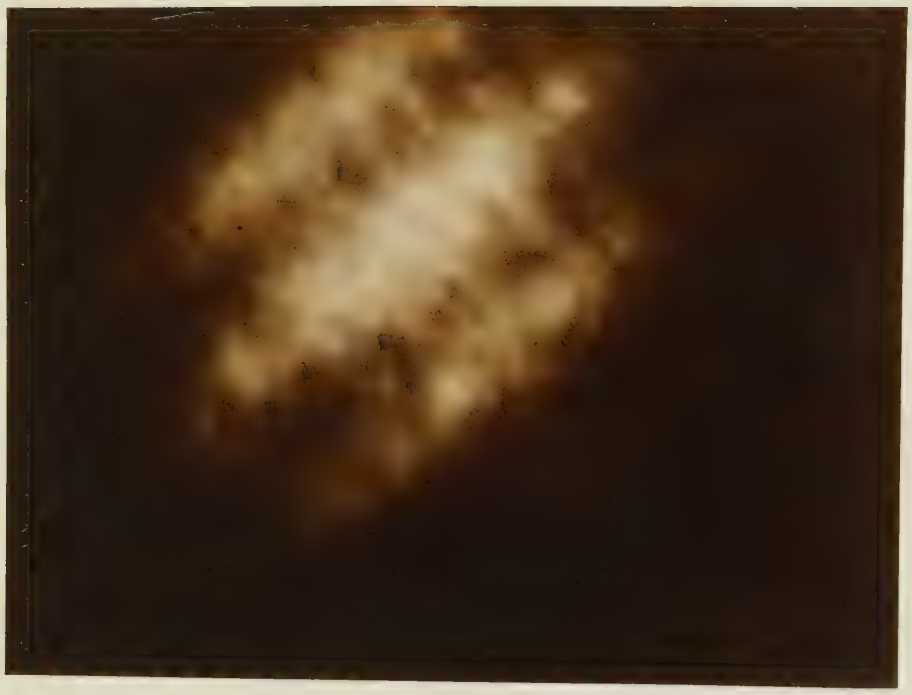
Par contre les courbes A', et B', et C' (figure 4_2) indiquent un éclairement à peu près constant le long des franges, en particulier la courbe B'.

L'ouverture du diaphragme étant circulaire nous devrions obtenir suivant A', B', et C' des enregistrements semblables à B. Ces courbes représentent beaucoup plus la structure d'un système d'interférences que celle d'une figure de diffraction

2º) Photographie nº 2

Ce cliché a été obtenu à partir de l'émission laser issue de deux plages de 40 microns environ placées à 0,5mm en avant de la face de sortie du rubis. Ces ouvertures étaient distantes de 80 à 100 microns. La photographie a été prise avec un appareil Polaroid visant à l'infini placé à une vingtaine de centimètres du rubis. L'énergie d'excitation était de 970 joules (C=110 µf ; V = 4200 Volts) voisine du seuil.

L'étude des franges qui figurent sur ce cliché, suivant les deux directions privilégiées déjà définies a donné transversalement les courbes de la figure 5_1, la fente du microphotomètre avait une ouverture de 20µ sur une hauteur de 2mm. Les explorations sont faites suivant des directions parallèles et équidistantes, la distance qui sépare deux directions est égale à la hauteur de la fente. Les enregistrements ainsi obtenus permettent de représenter la topographie du système de franges (figure $5_{1-2.}$).



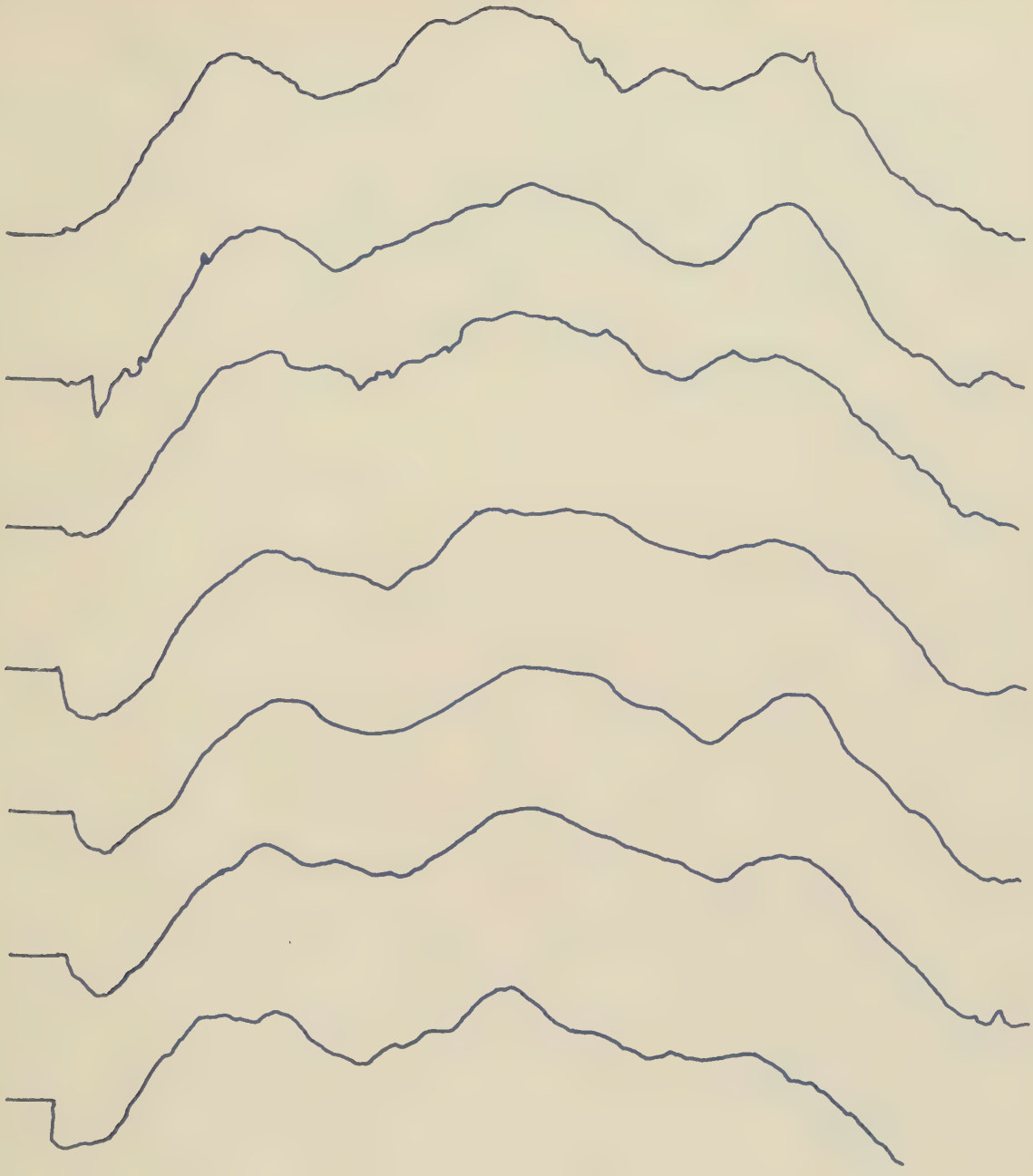


FIG. 5_1

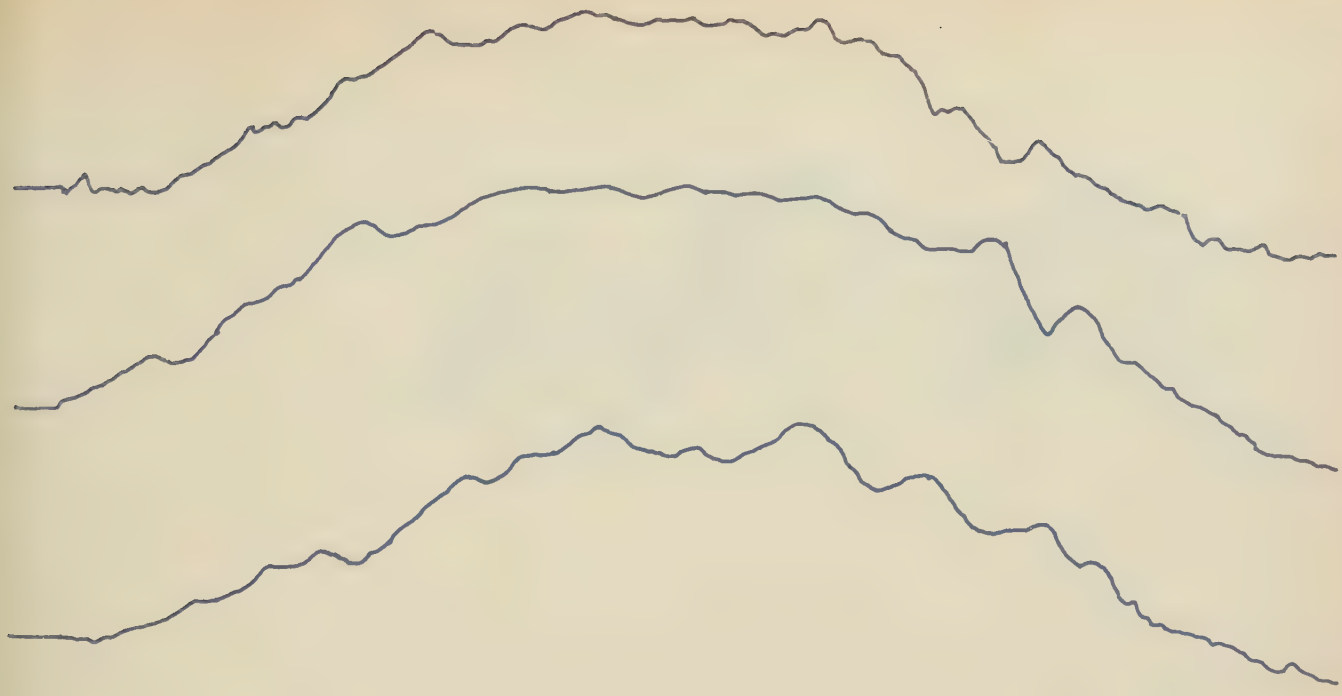


FIG. 5_2

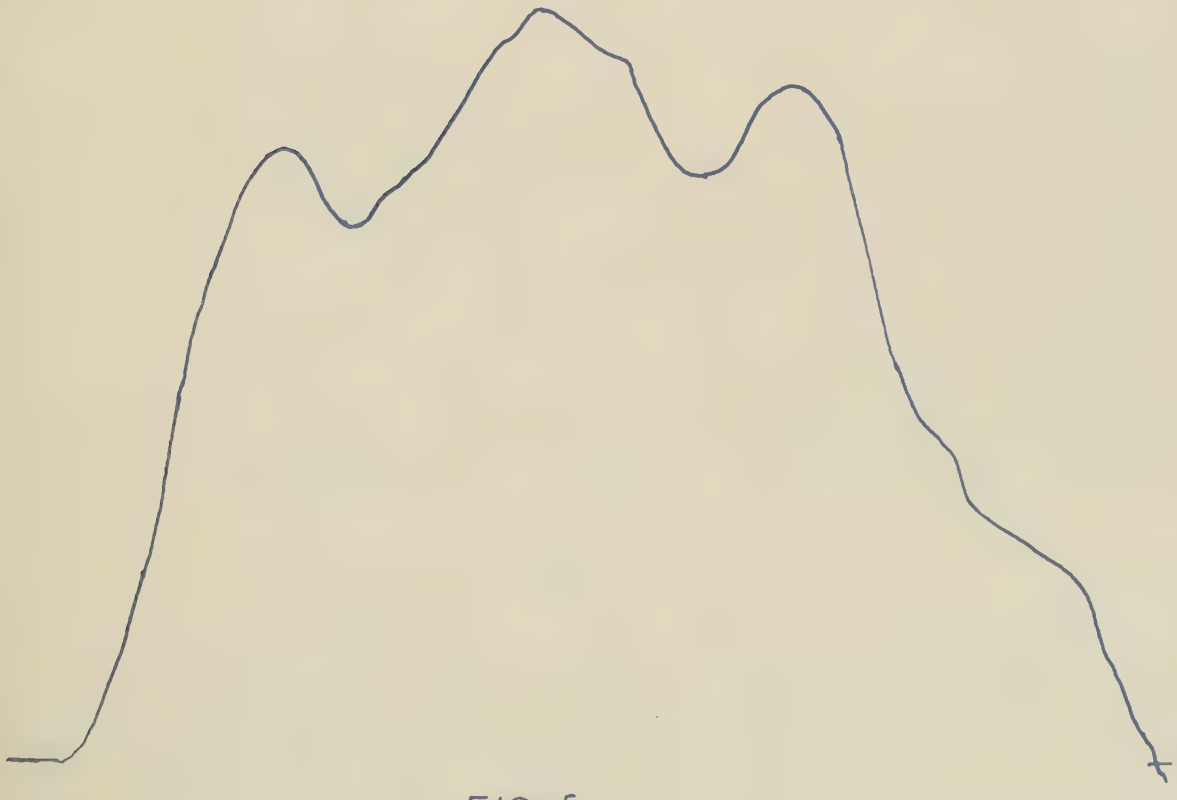


FIG. 5_3

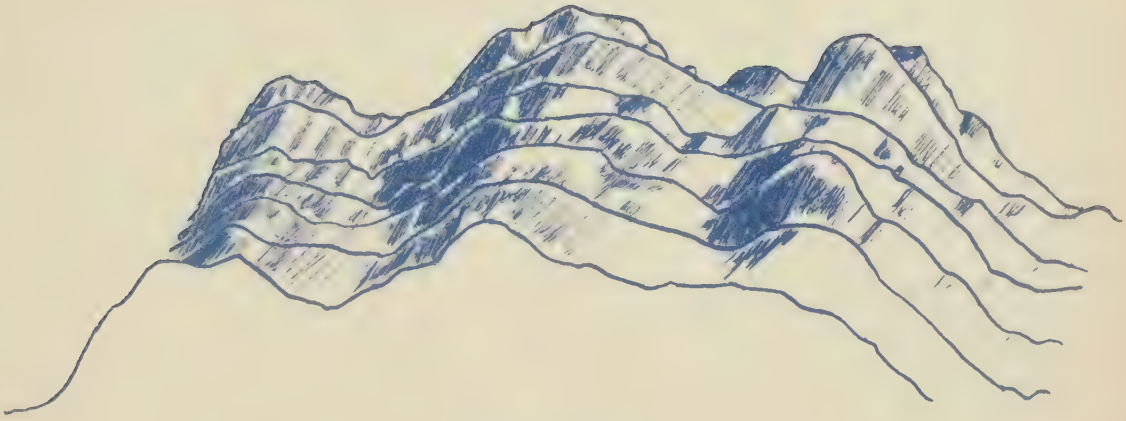


Fig. $5_{1.2}$

L'analyse longitudinale effectuée sur chacune des 3 franges (courbes de la figure 5_2) rend compte de la non uniformité de l'éclairement. La sensibilité du galvanomètre a été choisie de façon à permettre la superposition des courbes.

Cette irrégularité de densité correspond aux stries transversales que l'on distingue sur la photographie, et laisse prévoir le pavage dû à l'enchevêtrement de deux systèmes orthogonaux (photo. nº 3). Pour faciliter l'analyse harmonique, une exploration transversale de la région centrale a été effectuée avec une sensibilité supérieure du galvanomètre. Cette exploration donne la courbe, reproduite figure 5_3, qui met en évidence la périodicité des maximums ainsi que la présence de paliers sur l'enregistrement.

3º) Photographie nº 3

Ce cliché présente l'aspect d'un pavage régulier, il est dû à l'émission de deux régions isolées sur la face du rubis. Ce système de franges a été étudié suivant les directions qui ne devraient pas présenter de phénomènes périodiques, toutes les coupes photométriques sont effectuées suivant les directions longitudinales.

PHOTOGRAPHIE N° 3

Différents systèmes de franges ont été explorés au microphotomètre, dans les mêmes conditions que ci-dessus, il nous a paru intéressant de retenir le profil de la frange centrale. Celui-ci est représenté sur la figure 6. Une telle périodicité, dans une direction où l'éclairement devrait être constant, est surprenante. De plus, certaines particularités telles que les paliers et les minimums très accentués (beaucoup moins arrondis que les maximums) sont parfaitement reproductibles.

Ces paliers, sur les arches des différents enregistrements traduisent une dissymétrie des franges. On peut alors se demander s'il s'agit de la superposition de deux systèmes de même période et de même direction, mais légèrement décalés l'un par rapport à l'autre, et d'intensités inégales (fig. 6_a).

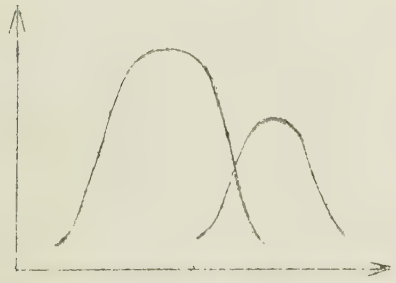


Fig. 6_a

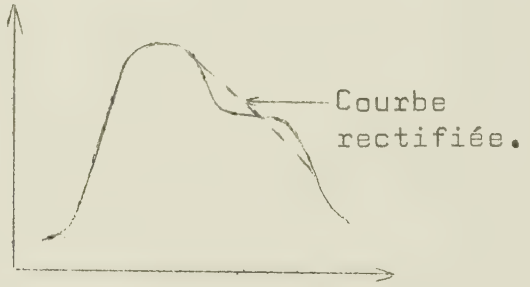


Fig. 6_b

Les photographies qui traduisent ce phénomène ne permettent pas de séparer les deux systèmes. Cependant, l'influence de ces paliers dans la décomposition en série de Fourier peut être étudiée en effectuant l'analyse harmonique des courbes enregistrées et des courbes rectifiées, comme l'indique la figure 6_b Cette "rectification" est faite sur l'enregistrement le plus caractéristique de la photographie nº 3, figure 6, la courbe rectifiée est représentée figure 6_c. L'allure en "pic" des minimums a été conservée, ce caractère étant commun aux différents enregistrements obtenus.

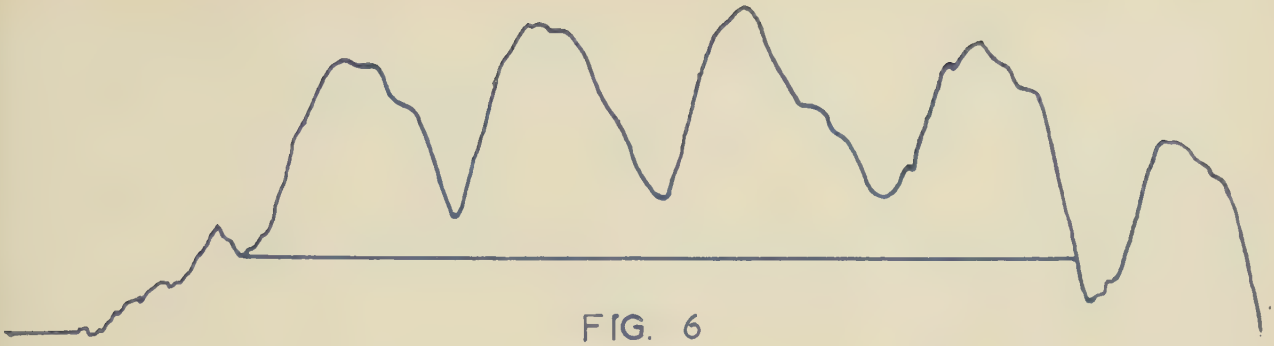


FIG. 6

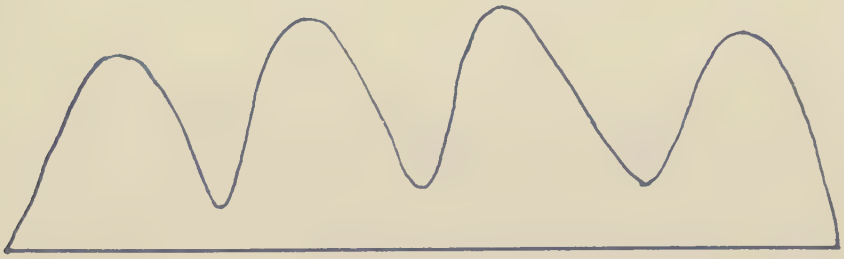


FIG. 6_c

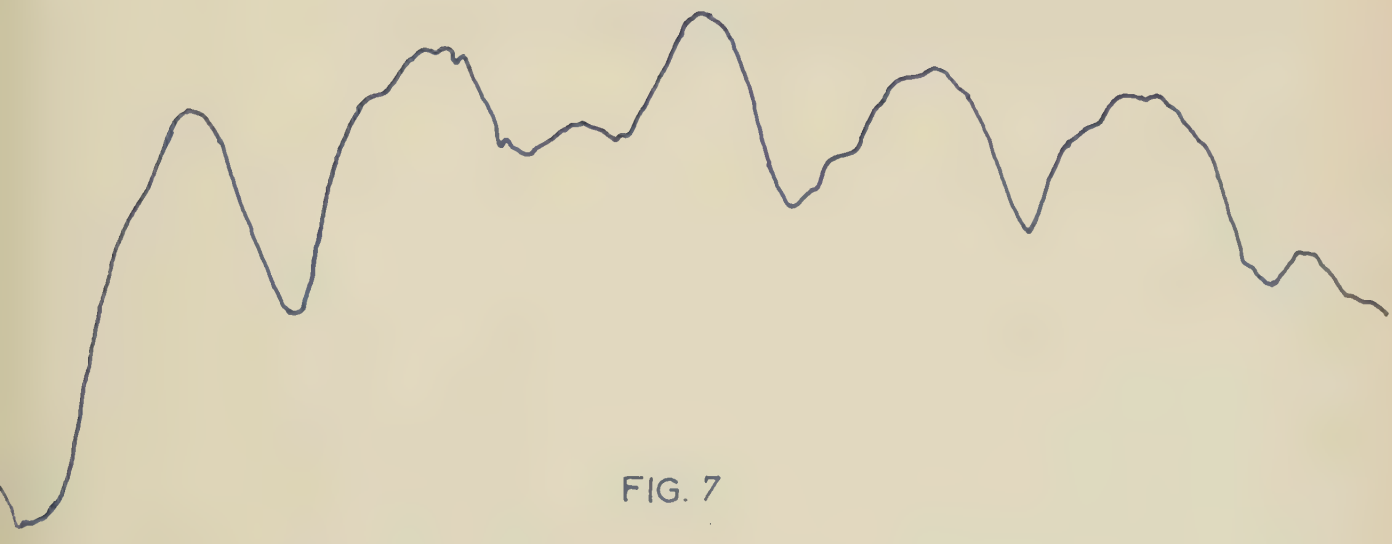


FIG. 7

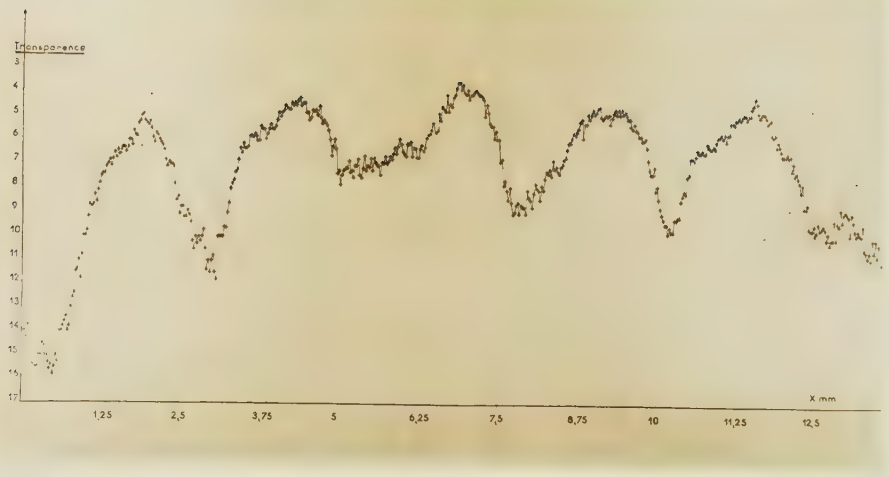

Transparence
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
1,25
2,5
3,75
5
6,25
7,5
8,75
10
11,25
12,5
X mm

Fig. 8

Afin de vérifier si ces pics peuvent être attribués à l'appareil enregistreur, (saturation du galvanomètre), nous avons exploré cette même frange centrale au microphotomètre oculaire. La fente exploratrice était identique à celle du microphotomètre enregistreur (25 microns sur 1mm).

Les pointés ont été pris tous les 25 microns, (il serait fastidieux de reporter ici tous les chiffres correspondants aux 550 pointés. La courbe enregistrée, figure 7, et la courbe tracée, figure 8, à l'aide des valeurs mesurées présentent les mêmes caractéristiques : paliers et pics. La courbe figure 8 concorde parfaitement, aux erreurs de mesure près à la courbe figure 7.

Les mesures faites au moyen du microphotomètre oculaire sont obtenues après l'égalisation des éclairements de deux plages distinctes. Cette méthode relativement précise entraine toutefois une erreur systématique de quelques unités. L'échelle des transparences étant logarithmique, plus la transparence est importante, plus l'erreur augmente, (pour un même déplacement du coin photomètrique les valeurs de la transparence varient beaucoup plus rapidement). Ceci explique les oscillations importantes de la courbe dans les régions de transparence élevée.

ANALYSES HARMONIQUES -

L'analyse harmonique permet de déterminer les coefficients des N premiers termes constituant la série de Fourier équivalente à la fonction f(x) représentée par la courbe étudiée. C'est une décomposition de la fonction, supposée périodique, suivant ses N premiers harmoniques, dont les différentes périodes sont des sous-multiples de la période fondamentale p. La fonction f(x) s'écrit alors

$$f(x) = C_o + \sum_{n=1}^{N} C_n \cos\left(\frac{2\pi n x}{P} - \varphi_n\right)$$

C_n représentant le module du terme d'ordre n, et φ_n sa phase.

Il est possible de donner une représentation plane de la série de Fourier en fonction des modules C_n et une représentation spatiale en tenant compte à la fois de C_n et de l'argument φ_n

1º) - Courbe B (Fig. 4)

La fonction représentée par la courbe que l'on analyse ici est supposée périodique, afin de pouvoir en faire la décomposition en série de Fourier. Le tableau ci-dessous donne les valeurs des coefficients C_n correspondant.

La valeur du coefficient C_o est donnée par

$$C_o = \frac{I}{P} \int f(x)\, dx$$
$$= 2,24 \quad (P = 8,9)$$

C1 = 1,031	C5 = 0,29	C9 = 0,064	C13 = 0,028
C2 = 0,268	C6 = 0,17	C10 = 0,049	C14 = 0,05
C3 = 0,438	C7 = 0,20	C11 = 0,058	C15 = 0,03
C4 = 0,340	C8 = 0,076	C12 = 0,022	

2º) - Courbe D (fig. 4_3)

La période d'analyse p est égale à 21cm.

C0 = 8,64	C3 = 1,75	C6 = 0,62	C9 = 0,19
C1 = 5,71	C4 = 0,41	C7 = 0,42	C10 = 0,20
C2 = 0,36	C5 = 1,21	C8 = 0,18	

Les valeurs données par ces deux tableaux permettent de représenter les spectres de fréquences correspondant aux fonctions

f(x) représentées par les courbes B et D, (courbes obtenues par exploration de la photographie nº 1).

Le spectre relatif à la courbe B est représenté sur la figure 9.

3º) Courbe figure 5_3 : correspondant à la photographie nº2, période d'analyse p = 14,4 cm.

C0 = 0,25	C4 = 1,03	C8 = 0,14	C12 = 0,07
C1 = 3,75	C5 = 0,27	C9 = 0,07	C13 = 0,07
C2 = 1,21	C6 = 0,14	C10 = 0,06	C14 = 0,05
C3 = 0,54	C7 = 0,13	C11 = 0,05	

Le spectre est représenté en fonction des modules seulement sur la figure 10.

4º) Courbe figure 6 : Relative au cliché nº 3 : pavage, période d'analyse p = 11 cm.

C0 = 1,94	C4 = 1,00	C8 = 0,27	C12 = 0,01
C1 = 0,24	C5 = 0,28	C9 = 0,078	
C2 = 0,014	C6 = 0,14	C10= 0,03	
C3 = 0,18	C7 = 0,04	C11= 0,05	

5º) Courbe figure 6_c : Courbe rectifiée, correspondant à la courbe ci-dessus figure 6.

période d'analyse p = 11cm.

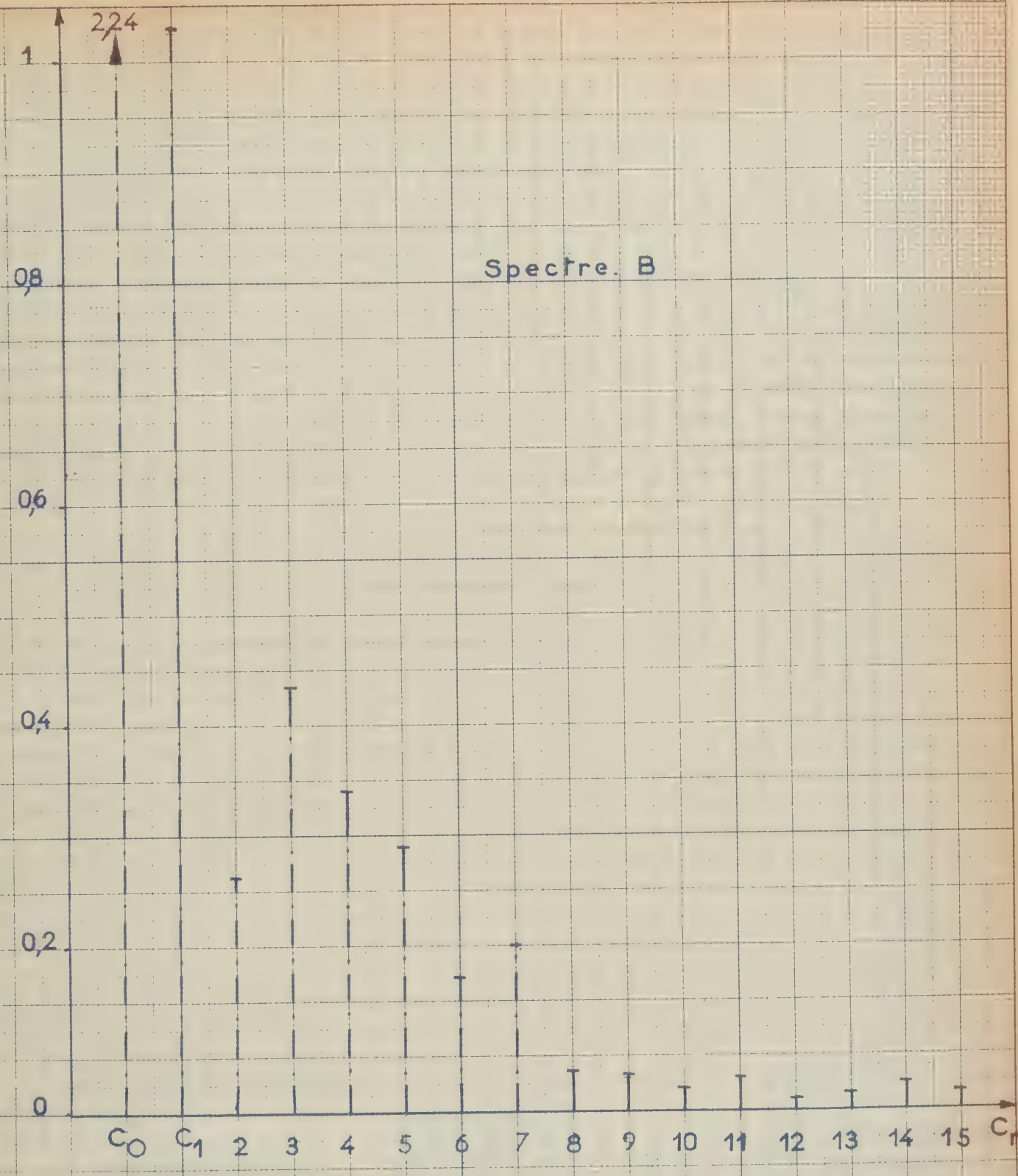


Fig. 9

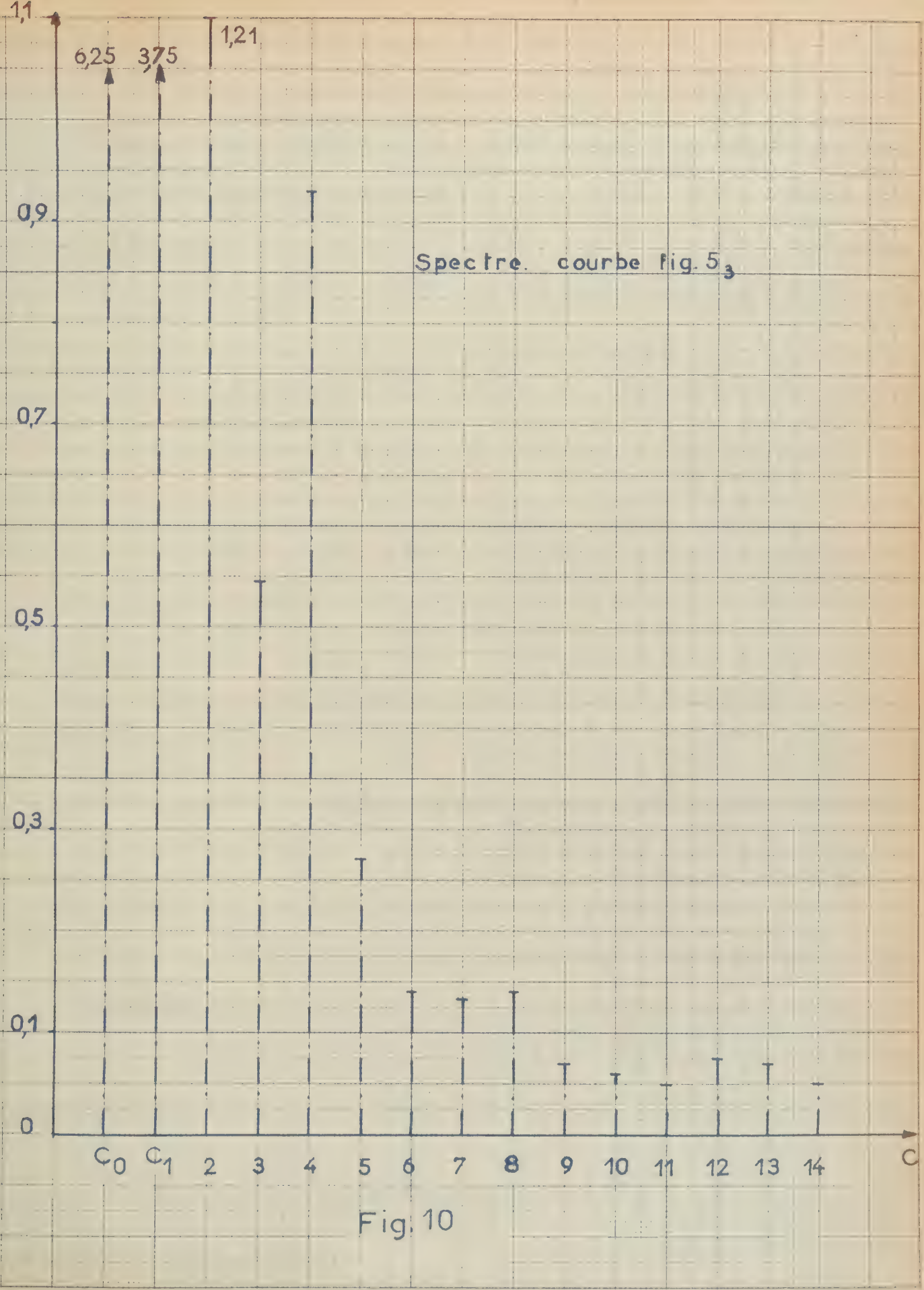

1,1
0,9
0,7
0,5
0,3
0,1
0
6,25
3,75
1,21
Spectre. courbe fig. 5 3
C0
C1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
C

Fig. 10

C0 = 1,95	C4 = 1,05	C8 = 0,12	C12 = 0,025
C1 = 0,29	C5 = 0,18	C9 = 0,035	C13 = 0,014
C2 = 0,01	C6 = 0,11	C10 = 0,03	C14 = 0,014
C3 = 0,21	C7 = 0,09	C11 = 0,06	C15 = 0,025

La précision de l'analyseur Mader-Ott est fonction du tracé des courbes, du parcours effectué, et des lectures faites. L'erreur est de l'ordre de 0,03 si bien que tous les termes C_n d'amplitude inférieure ou égale à cette valeur sont incertains.

La figure 11 représente les spectres comparés des courbes 6 et 6_c, et, sur la figure 12, les spectres de ces mêmes courbes ont été tracés en tenant compte des modules C_n et des arguments φ_n des différents termes des deux séries de Fourier. On constate que les termes C_0 , C_1, C_4, C_8, et C_{12} sont du même ordre de grandeur. On conserve donc les basses fréquences en lissant la courbe comme nous l'avons fait, la concordance des deux courbes de la figure 12 permet d'éliminer l'hypothèse d'un deuxième système de franges dans la formation du phénomène observé. Ainsi les paliers observés sur les enregistrements ne sont pas attribuables à un système périodique autre que le phénomène principal.

CONSEQUENCES :

L'existence des franges obtenues à partir de l'émission issue d'une région circulaire, de diamètre 100µ, isolée au niveau de la face du rubis, ainsi que le pavage observé quand on isole deux régions circulaires distinctes dans le plan de la face émissive conduisent aux hypothèse suivantes :

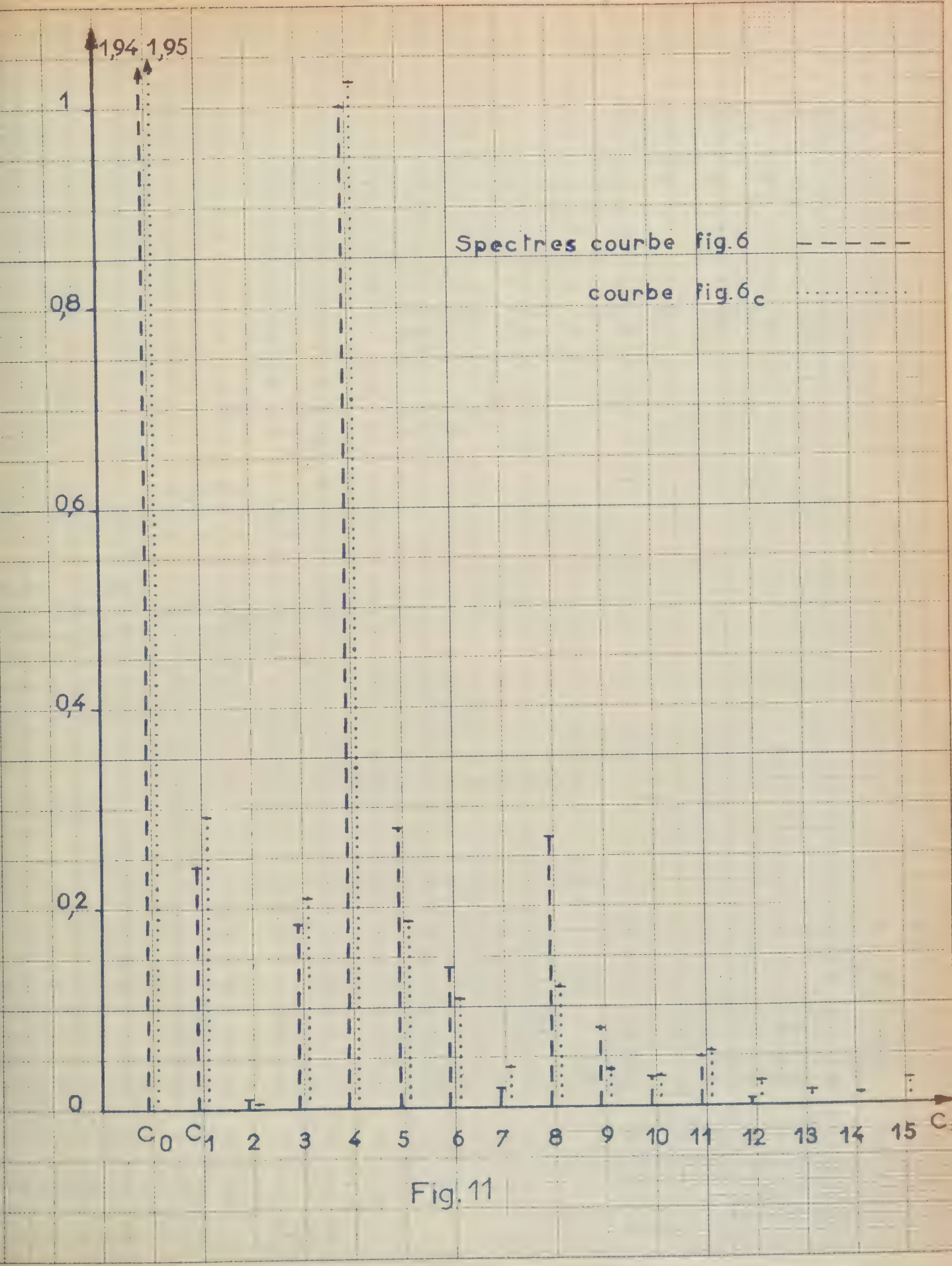

1,94 1,95
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
Spectres courbe fig.6 – – – – –
courbe fig.6c .....
C0 C1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 C

Fig. 11

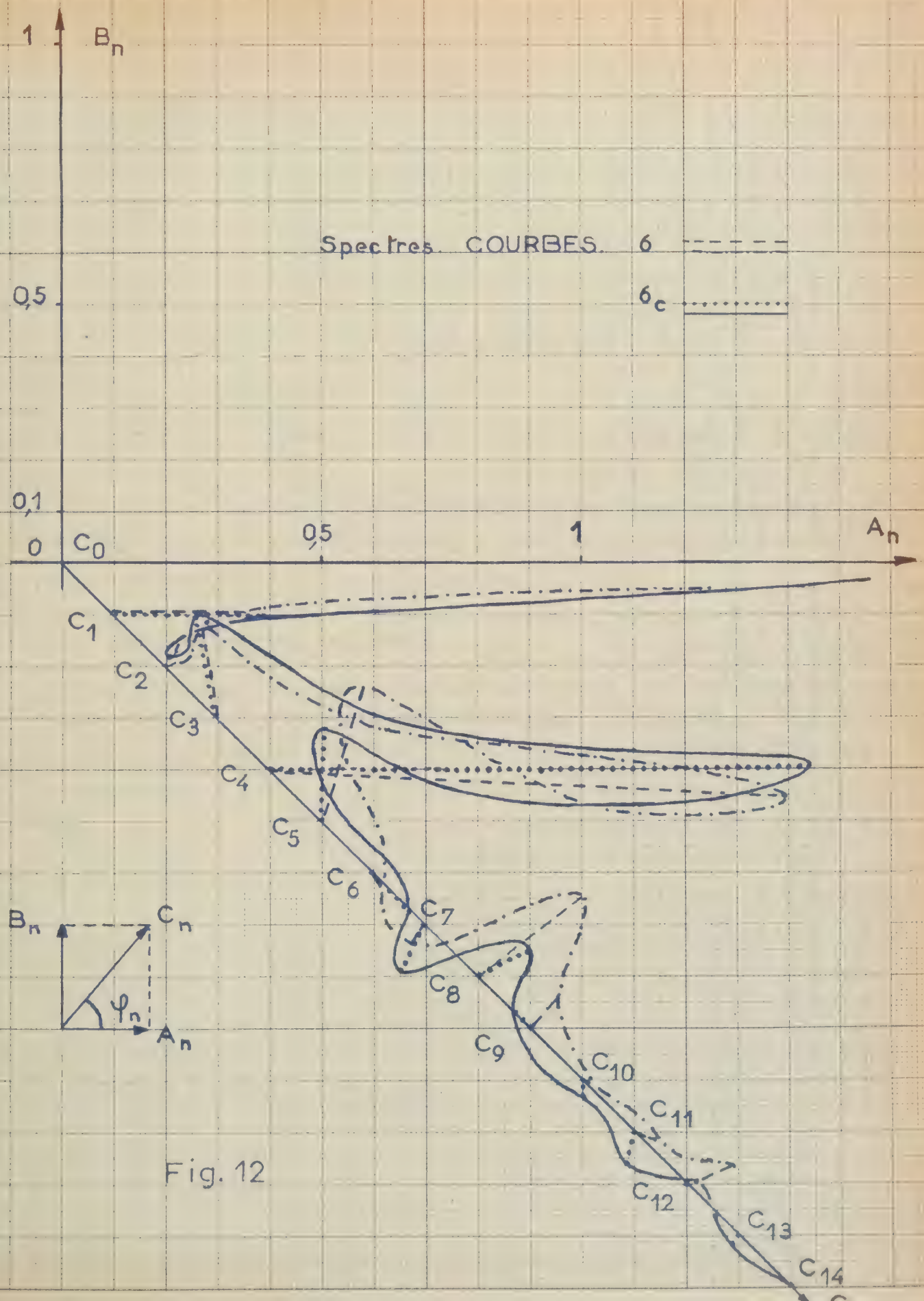
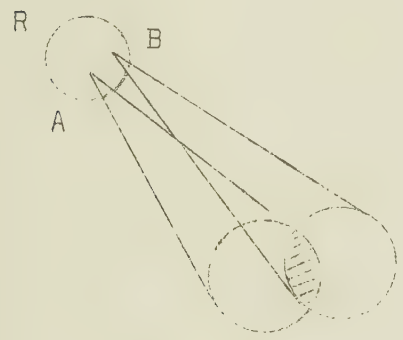

1
B_n
Spectres. COURBES. 6
6_c
0,5
0,1
0
C_0
0,5
1
A_n
C_1
C_2
C_3
C_4
C_5
C_6
C_7
C_8
C_9
C_{10}
C_{11}
C_{12}
C_{13}
C_{14}
B_n
C_n
φ_n
A_n

Fig. 12

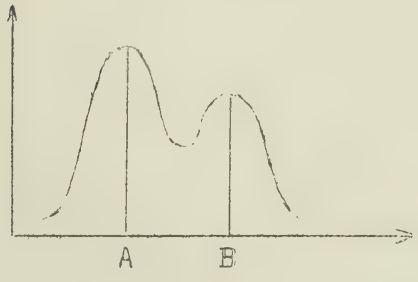
Chaque région de la face de sortie agit plus ou moins pour son propre compte dans la formation de la figure observée et elle donne chacune un système périodique qui pourrait être dû à diverses émissions à l'intérieur d'une même plage émettrice.



Une hypothèse relative à l'existence de "files de photons" distinctes et cohérentes à l'intérieur du rubis a été avancée [6].

1º) Deux points isolés A et B, situés à l'intérieur d'une région de dimension 100µ environ, émettraient de manière non indépendante à l'intérieur de cônes présentant une partie commune dans laquelle les phénomènes d'interférences seraient susceptibles de se produire.

2º) Deux points A et B non isolés et non distincts seraient à l'origine d'une répartition de luminance à l'intérieur du diaphragme, placé contre la face du rubis, correspondant à deux maximums d'intensités différentes, tel que l'indique la figure ci-dessous :

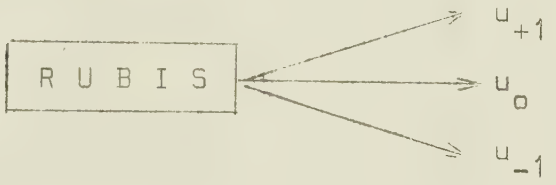


Ceci semble être confirmé par le fait que les courbes enregistrées par transparence à partir des clichés, ne reviennent jamais jusqu'à l'axe des x.

3º) Un seul point émissif correspondrait à une seule "file de photons" qui n'appartiendraient pas au même mode de résonance à l'intérieur de la cavité Fabry-Perot. Ceci implique la présence de modes obliques dans l'émission, mais en nombre limité.

En effet, les modes u_0 et u_{+1} donneraient le phénomène

principal observé avec un seul trou. D'autre part u_o associé à u_{-1}, moins intense mais de même période, pourraient produire le phénomène secondaire, légèrement décalé.



4º) La structure cristalline du rubis peut jouer le rôle de trame se comportant comme un milieu dispersif.

Cependant le pavage régulier ne semble guère identifiable à la figure de diffraction d'une trame constituée par la succession des mailles cristallines. On pourrait à la rigueur se demander si une pseudo-régularité de lacunes ne pourrait pas jouer le même rôle.

- CHAPITRE II -

PROPRIETES EXTERIEURES DU MILIEU ACTIF

1º) - Rappels sur la structure du rubis et qualités de taille des cristaux utilisés.

a) Cristallisation :

Le rubis est un cristal uniaxe négatif de corindon dopé au chrome. Les indices principaux sont :

$$n_{ordinaire} = 1,7679$$

$$n_{extraordinaire} = 1,7598$$

Dans les calculs où intervient la valeur de l'indice n on prendra sa valeur moyenne 1,763.

La maille cristalline est en général rhomboédrique de dimensions 12,95 Å sur 4,74 Å.

Pour la concentration (0,035%) des rubis utilisés, la distance entre les atomes de chrome est de l'ordre de $\lambda/320$.

La croissance des monocristaux de rubis synthétique est obtenue par la méthode de Verneuil ; bien qu'ils soient soumis à un recuit, leur cristallisation n'est pas toujours identique de l'un à l'autre. Pratiquement les monocristaux se présentent comme des prismes à section hexagonale de longueurs variées et la maille cristalline prend différentes configurations. Plusieurs propriétés du corindon le rattachent au système hexagonal (hémiédrie rhomboédrique classe $\bar{6}$ 2m).

La répartition régulière des atomes de chrome est difficile à obtenir, des lacunes au niveau cristallin apparaissent dans les rubis. Des procédés particuliers de fabrication semblent permettre une meilleure cristallisation, les rubis obtenus, appelés "RUBIS N" fournissent, comme nous le verrons plus loin, un faisceau beaucoup plus homogène dont certains éléments caractéristiques de structure sont plus reproductibles que ceux des rubis ordinaires.

Les irrégularités de répartition des atomes d'alumine et de chrome, ainsi que les lacunes cristallines, paraissent susceptibles de produire un certain déphasage, correspondant à une diminution du degré de cohérence du faisceau.

A ces irrégularités intrinsèques au cristal s'ajoutent des défauts de taille du rubis qui introduisent une différence sensible entre la cavité réelle et la cavité idéale décrite précédemment.

- Une incertitude subsiste dans l'indétermination de l'axe de la cavité. Cette incertitude revêt quelque importance dans l'étude de l'état de polarisation du faisceau; généralement on considère que l'ordre de grandeur de cette incertitude atteint ou dépasse la minute.

- Il est difficile d'obtenir un parallélisme rigoureux entre les faces terminales du rubis, l'angle entre les plans de ces faces est de l'ordre de 0 à 15 secondes d'arc.

- Le défaut de planéité et l'état de surface de ces mêmes faces terminales,qui nous sont apparus comme un élément prépondérant, seront examinés en détail dans les pages qui suivent.

b) Qualités de taille :

1º) Observation microscopique des faces du rubis : La photographie figure 13, obtenue au moyen d'un microscope métallographique "Nachet" représente la face émettrice du rubis nº1, grossie 15 fois, l'éclairage incident étant normal à la face. La mise en évidence de la granulation et des accidents de poli de cette face est obtenue en éclairage oblique : figure 14.

- Observation en fluorescence :

Un montage identique permet l'observation des faces du rubis éclairé latéralement par une lampe de Wood (vapeur de mercure, Philips H.P.W. 75 W.A.) La couche métallique, partiellement réfléchissante et altérée en de nombreux points, laisse passer la fluorescence du rubis. (La longueur d'onde de l'une des deux raies de fluorescence, $\lambda_1 = 6943$ Å , $\lambda_2 = 6929$ Å est bien entendu celle de la raie R_1 ($\lambda_1 = 6943$ Å) de l'émission stimulée).

La figure 15, ci-dessous, représente le système d'éclairage réalisé.

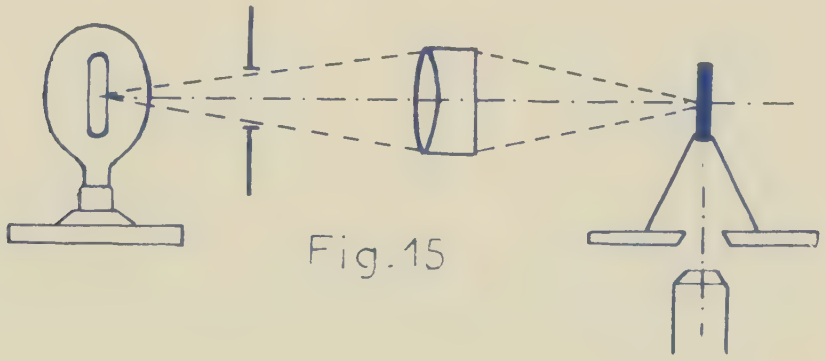


Fig.15

Un condenseur forme l'image du tube incandescent de la lampe excitatrice sur la paroi latérale du rubis à la base duquel

est placé un cône en papier noir, qui supprime le rayonnement direct au niveau de la face, et élimine la lumière parasite. L'observation de la face du rubis faite dans ces conditions montre une image de cette face identique à celle de la figure 13 mais dont le contraste est inversé.

- Détérioration des faces :

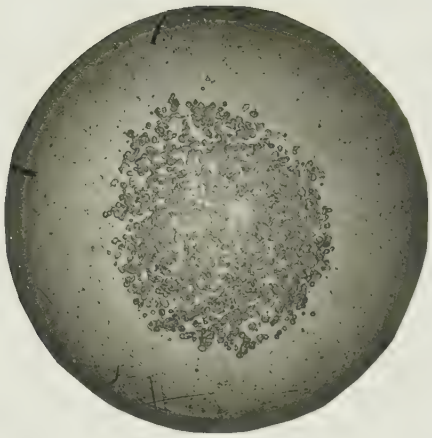
Les couches métalliques ou diélectriques qui sont déposées sur les faces, pour obtenir le pouvoir de réflexion R désiré, sont relativement fragiles.

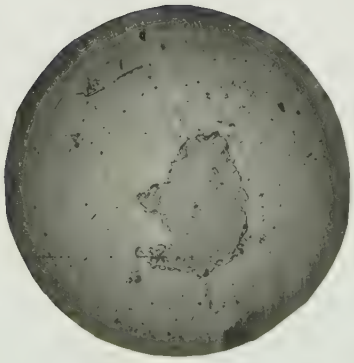
α) - Les rayures et les altérations visibles dans la couche (figure 13) sont provoquées par les nombreuses manipulations faites avec les rubis et par le système de fixation de ceux-ci, à l'intérieur de la lampe flash.

β) - Les piqûres sont dues aux défauts de métallisation, elles deviennent de plus en plus importantes au fur et à mesure du fonctionnement du rubis . Nous avons fait des essais de métallisation des faces, par évaporation sous vide ; le dépot réalisé était chaque fois volatilisé par une ou deux émissions laser, même après une stabilisation du dépot de plusieurs jours.

γ) - Couches multi-diélectriques : absorption. Pour obtenir un pouvoir de réflexion important, plusieurs couches diélectriques d'indices différents sont déposées sur les faces telles que les couches d'indice élevé alternent avec celles d'indice plus faible. Si on augmente R par cette méthode, plus R est grand, plus l'absorption A est importante.

Si le coefficient d'absorption est trop élevé, la puissance de sortie du faisceau laser est telle que le dépot situé sur les régions émettrices de la face est volatilisé. Les photographies, figures 16_a et 16_b, correspondent à des faces détériorées





par une seule émission laser.

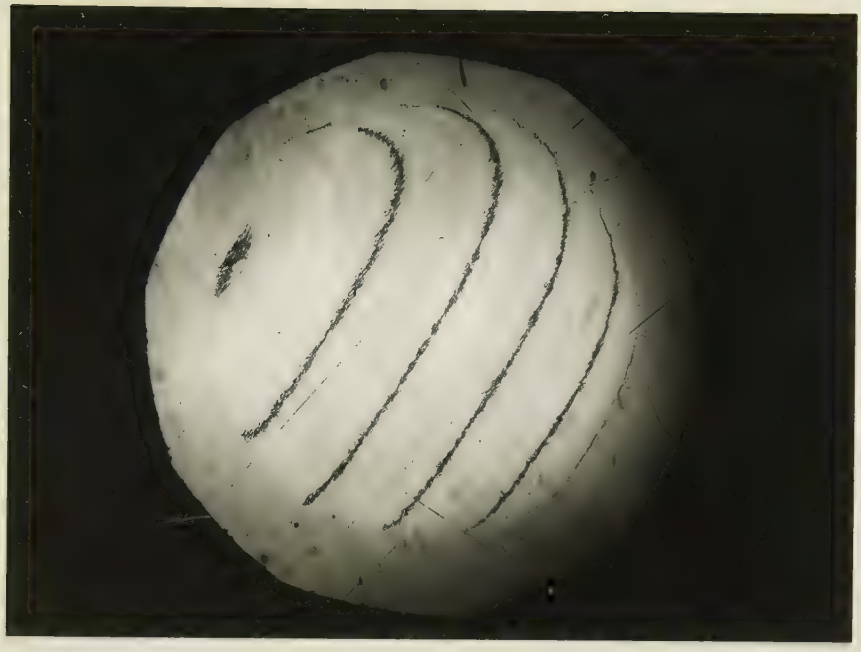
δ) - Effet dû au flash. Le choc dû au flash de la lampe joue un rôle non négligeable dans cette détérioration des couches. En effet, un dépot d'aluminium réalisé sur la paroi extérieure du tube cylindrique, protecteur de l'hélice constituant la lampe proprement dite, est détruit au niveau du tube hélicoidal.

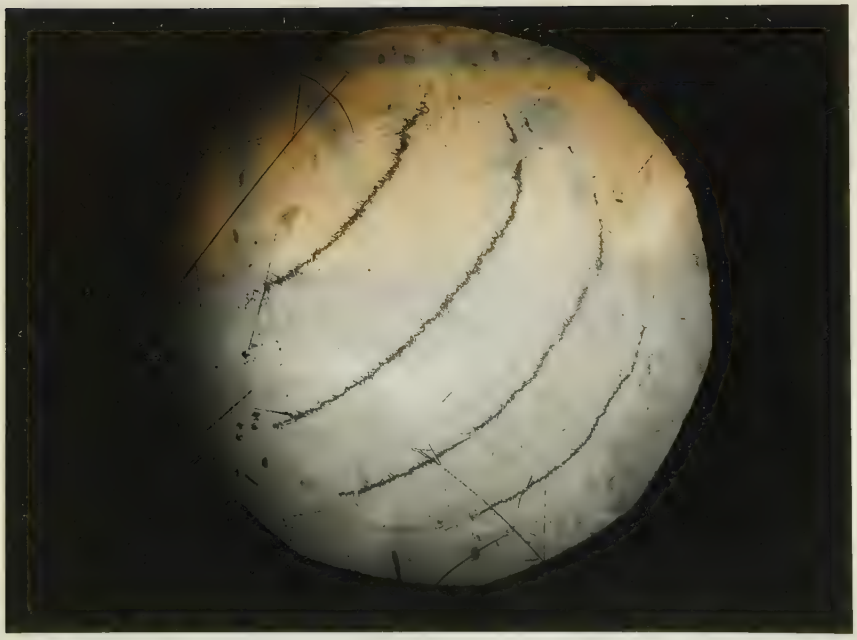
Ce phénomène, lié à celui de l'amplification stimulée à l'intérieur du rubis et au passage du faisceau à travers les parois terminales, détruit à la longue les couches diélectriques d'autant plus rapidement que l'absorption résiduelle est importante.

2º) Observation de la planéité des faces par une méthode interférométrique : Une lame très plane taillée à λ/40 dont le pouvoir de réflexion est élevé, (lame de Fabry-Perot) peut être considérée comme une lame étalon par rapport aux faces du rubis. Si on réalise un coin d'air entre une face du rubis et cette lame de référence, les franges d'égale épaisseur du coin d'air permettent de mesurer la planéité des faces. Le rubis est maintenu verticalement au contact de la lame de manière à conserver entre eux un très faible coin d'air. L'ensemble est monté sur la platine du microscope métallographique, dans lequel on a substitué au dispositif d'éclairage habituel une lampe à vapeur de mercure très basse pression. Au niveau de la platine, l'éclairement est rendu uniforme, par l'interposition d'une lentille convergente de distance focale 10cm.

Les photographies ont été prises sur plaques "Micro-panchro" (durée d'exposition :5 minutes, révélateur Kodak grain fin.)

Les clichés, figures 17_a et 17_b, représentent les franges d'égale épaisseur entre la lame étalon et les faces du rubis nº 2 . Ces photographies montrent que les faces terminales de ce rubis, utilisé dans un grand nombre d'expériences, sont légèrement sphériques, leur flèche étant voisine de 0,525 μ et





leur normale commune est excentrée.

L'irrégularité de structure des franges traduit les accidents de surface ; ceux-ci restent faibles, leur amplitude moyenne est de $\lambda/20$, (0,035 μ), nous pouvons donc considérer qu'il s'agit d'un grain de poli.

2º) - Aspect et structure du faisceau en émission stimulée.

a) - Dans le plan de la face de sortie :

Les photographies de la face au cours de l'émission stimulée ont été prises au moyen d'un microscope de projection de faible grossissement. Le montage utilisé est représenté sur la figure 18

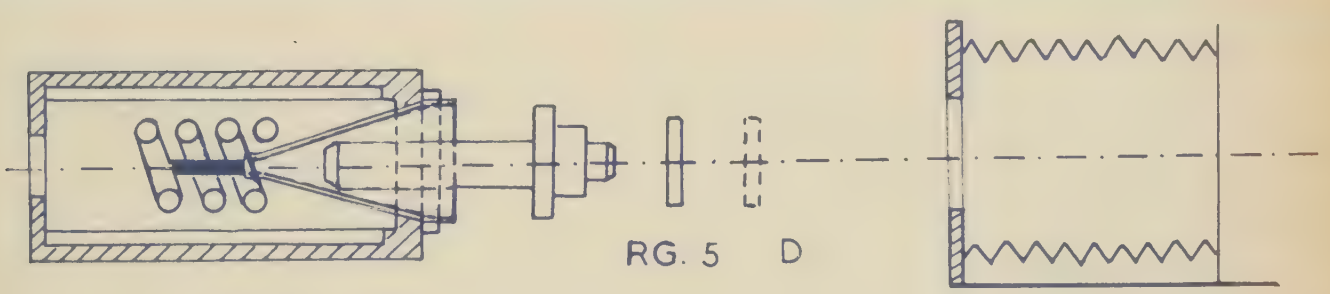


Fig. 18

Le filtre R.G.5, placé sur le trajet du faisceau, choisi d'après sa courbe d'absorption, élimine pratiquement tout le rayonnement de la lampe flash de longueur d'onde inférieure à 6500 Å.

(Transmission T = 0,05 pour λ=6500 Å, T = 0,95 pour λ=6943 Å)

L'interposition d'une densité D (filtre neutre) sur le faisceau permet d'éviter une surexposition dans laquelle se perdent les détails du cliché.

Un procédé de mise au point commode consistait à utiliser une grille de microscope électronique disposée dans le plan de la face du rubis. Cependant, un léger décalage se traduisant par des systèmes d'anneaux autour de chaque point émissif est inévitable lors de la mise en place du rubis. Il a donc fallu revenir à une autre méthode. La mise au point est réalisée sur les rayures et piqûres de la face du rubis, celui-ci étant définitivement positionné à l'intérieur de la lampe flash. Ces défauts sont particulièrement visibles en fluorescence, le rubis étant éclairé par une source auxiliaire placée en arrière de la tête laser.

La figure 19 représente la photographie de la face émettrice du rubis nº 1 prise au cours d'une émission stimulée (énergie nominale d'excitation * 1185 joules, 2% au dessus du seuil, film plus X type aviation, révélateur Kodak 76 D).

La comparaison des photographies, figures 13 et 19, montre que l'énergie en émission stimulée passe de manière privilégiée par les accidents naturels, piqûres et rayures de la face de sortie du rubis, lorsqu'elle n'est pas très intense c'est-à-dire au voisinage du seuil.

D'autres photographies de faces émettrices ont été prises dans des conditions d'excitation différentes. La même face a été photographiée pour différentes énergies de pompage. Ces clichés montrent qu'en général, au voisinage du seuil, l'émission n'intéresse que la région centrale, puis pour des énergies croissantes, l'étendue de cette région augmente rapidement. On observe quelquefois, sur certains rubis, un excentrement de cette région : figure 20 (l'énergie d'excitation dans le cas de cette photographie était de 10% au dessus du seuil), et pour

*) La valeur de l'énergie d'excitation est surtout nominale, elle est donnée en fonction de la tension de charge et des capacités mises en circuit; il ne s'agit pas de l'énergie disponible sur le rubis car le rendement des différents éléments est variable.

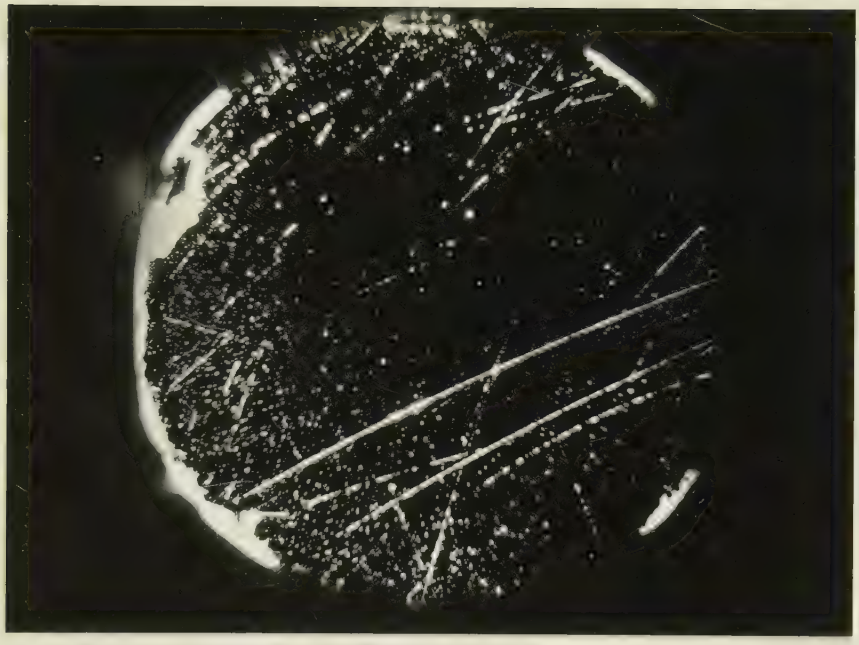


Fig. 19

Fig. 20

d'autres rubis, l'émission a lieu suivant des régions nettement distinctes : figure 21_a (rubis nº 22).

Différents clichés défocalisés ont permis de penser, qu'il était possible de reconstituer la structure du faisceau dans un plan quelconque, voire-même à l'intérieur du milieu actif [19].

Ici encore nous avons tenté d'isoler une région qui paraissait caractéristique. L'expérience a été réalisée au moyen d'une cupule métallique dans laquelle on a percé un trou circulaire de 0,46mm de diamètre. La structure du faisceau émis à quelques centimètres de la face est représentée figure 21_b. Cette photographie correspond à l'émission d'une région légèrement décentrée du rubis nº 22 (figure 21_a). Une telle structure est probablement due à un phénomène d'interférences dans lequel interviennent plusieurs pinceaux provenant des différents points émissifs situés à l'intérieur de la zone isolée.

b) - Dans les plans perpendiculaires à la direction d'émission, situés à quelques dizaines de centimètres du rubis.

La structure du faisceau à cette distance du rubis a subi un arrangement par rapport à celle que l'on a observée au voisinage de la face. De toute manière elle dépend de trois éléments:

1º) rubis utilisés, en particulier des qualités d'homogénéité du cristal ;

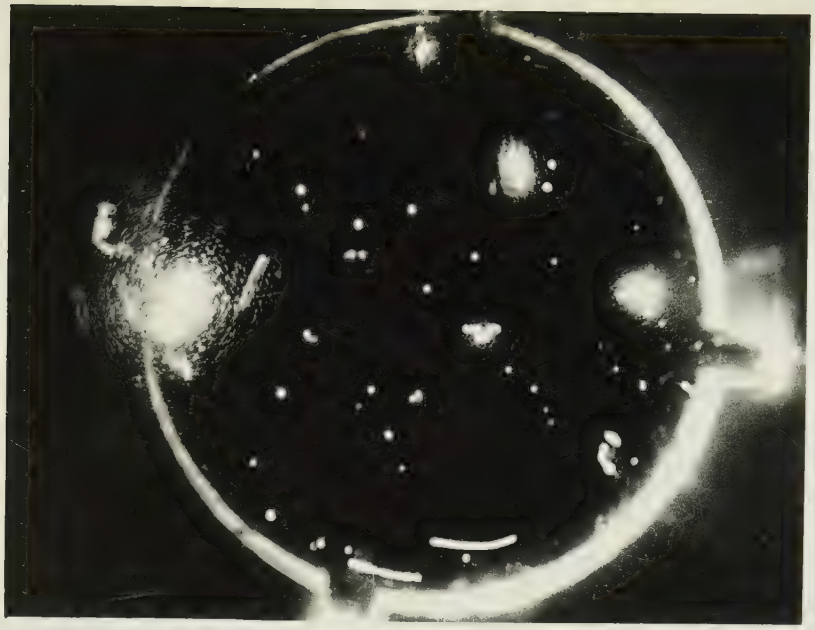
2º) qualités de taille, planéité et parallélisme ;

3º) énergie de pompage.

Examinons successivement ces trois points

1º) On a photographié les traces directes des faisceaux émis par différents rubis.

Un cliché pris dans ces conditions avec un rubis ordi-



naire (30mm de long, 4mm de diamètre) dont les faces sont aluminées, est reproduit sur la figure 22_a. Le film employé est une émulsion Kodak H.I.R. 421.1, constamment utilisé dans la suite. Il est placé à 70cm de la tête laser sans aucune optique intermédiaire entre la face du rubis et le film. Une struture annulaire apparait dans la section du faisceau. Cette répartition énergétique ne rappelle pas celle des pupilles optiques classiques ; elle est très inhomogène et peu reproductible [4].

Toute autre se présente la section du faisceau obtenue à partir des rubis N, dont il a été question précédemment.

Dans ce cas nous avons affaire à une structure annulaire relativement régulière. Cette répartition est représentée à l'échelle 4,5 dans la figure 22_b. Il s'agit de la section du faisceau à 60cm de la face émettrice d'un rubis N.

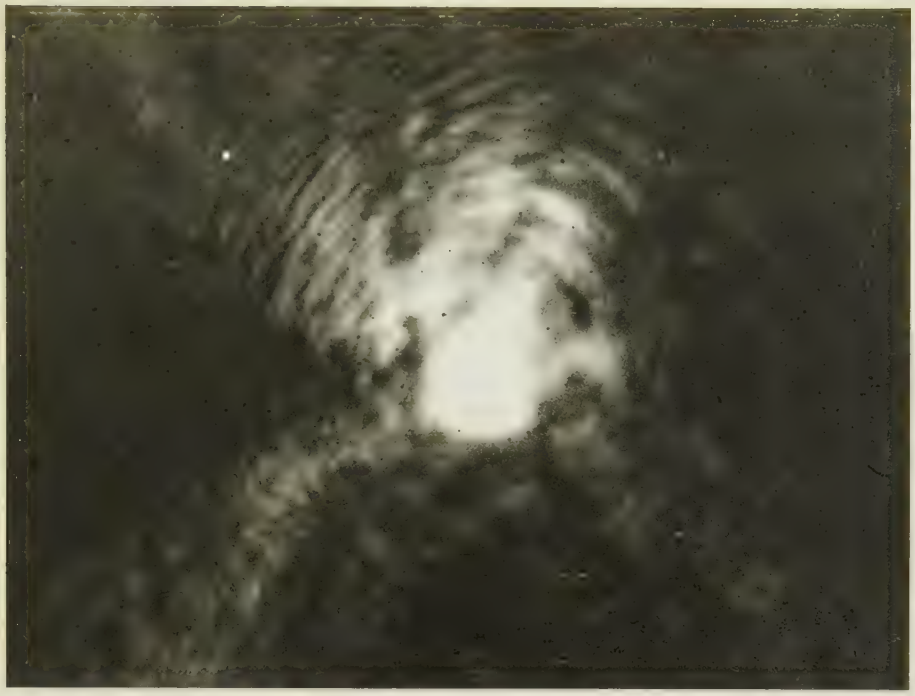
2º) Certaines altérations et détériorations du cristal et des couches réfléchissantes provoquent une structure complexe due à la superposition de plusieurs phénomènes d'interférences. Ceux-ci sont très visibles au niveau de la face elle-même [19] ; ils subsistent au delà malgré un arrangement probable du faisceau.

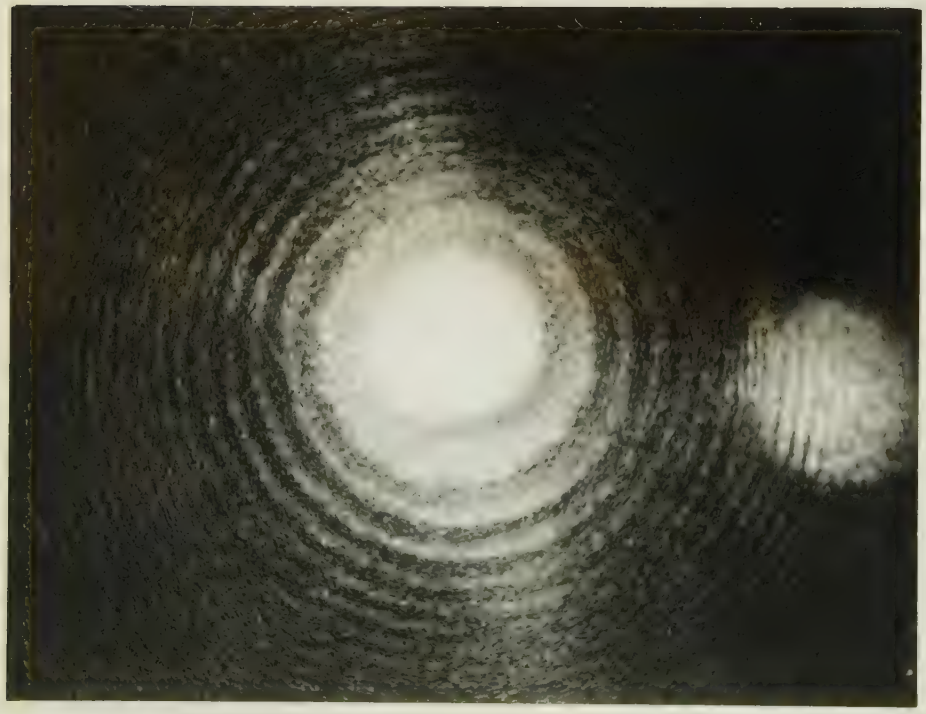
3º) L'aire totale de la zone centrale de la trace directe du faisceau augmente avec l'énergie d'excitation.

Application : Mesure de l'ouverture angulaire du faisceau.

La divergence du faisceau émis peut être mesurée à partir des dimensions de la section du faisceau à une distance connue du rubis. Les mesures ont été faites sur une distance rubis-film de cinq mètres, l'étendue de la zone centrale du faisceau émis est comparée à celle de la face totale du rubis. Elle est de l'ordre du dixième de degré.

Cette ouverture angulaire varie en même temps que l'aire de





la trace directe du faisceau ; elle est donc fonction de l'énergie de pompage fournie au milieu actif.

Au voisinage du seuil d'émission, l'aire de la tache centrale est très réduite ; à 70 cm du rubis, certaines ont un diamètre compris entre 2,5 et 3mm, soit inférieur à la section du rubis. Dans ces conditions le faisceau est issu d'une petite zone émettrice dont l'étendue est inférieure à l'aire totale de la face de sortie.

3º) Focalisation du faisceau (far-field pattern)

Considéré comme un Fabry-Perot plan le rubis est susceptible de donner les anneaux habituels au foyer d'une lunette réglée à l'infini. Le schéma du montage est représenté sur la figure ci-dessous.

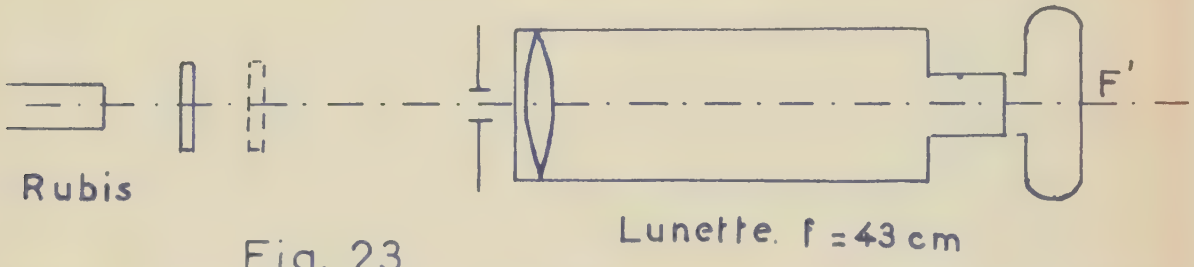
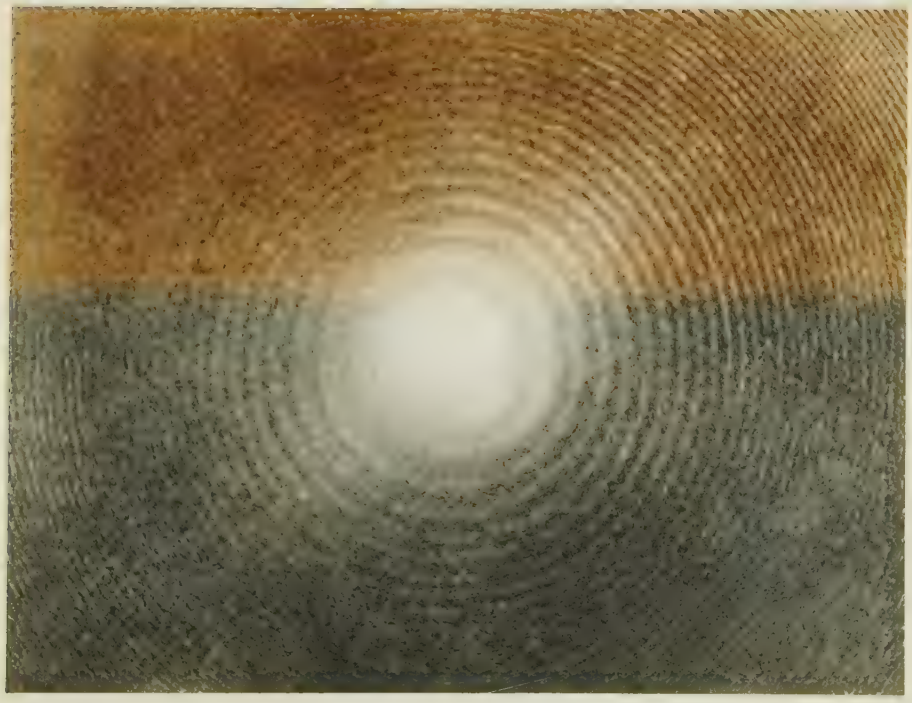


Fig. 23

Une lunette de 43cm de distance focale est placée à quelques dizaines de centimètres du rubis, une chambre photographique est disposée de telle sorte que le plan focal image coïncide exactement avec le plan de l'émulsion photographique. La pupille de la lunette est limitée par un diaphragme circulaire, d'ouverture variable.

Ici encore la répartition régulière des traces obtenues correspond à la qualité du rubis.



a) Rubis ordinaire :

Les clichés obtenus à partir des rubis de 30mm de long, aluminés,(énergie de pompage 1320 joules) présentent des configurations inattendues, non reproductibles, d'un rubis à l'autre et qui varient rapidement pour un même rubis avec les conditions expérimentales.

On observe , sur quelques photographies seulement, un système périodique annulaire, localisé dans un secteur de la tache circulaire. Sur la figure 24_a, des portions de circonférences concentriques pourraient être attribuées au système d'anneaux propre à la cavité. Toutefois ces portions de circonférences ne sont pas suffisamment nettes et reproductibles pour déterminer leur origine.

b) Rubis "N" :

Le rubis "N" utilisé a 50mm de long et 5mm de diamètre, ses faces réfléchissantes sont constituées de multi-couches diélectriques. La photographie 24_b représente l'image à l'infini donnée par ce rubis, les conditions d'expérience restant les mêmes que précédemment. Les anneaux concentriques sont reproductibles.

Les mesures faites sur les clichés montrent que les variations des rayons des anneaux ne suivent pas exactement la loi en $\sqrt{k}$ des anneaux Fabry-Perot. Ce point a été discuté par de nombreux auteurs [7,9,11].

Le tableau ci-dessous indique les valeurs :

1.- des rayons mesurés sur le cliché ;

2.- des rayons des anneaux Fabry-Perot calculés ;

$$\left[R_k\right]_{FP} = f\sqrt{k}\sqrt{\frac{\lambda}{nL}}$$

où f est la distance focale de la lunette (f = 43cm)

k est le numéro d'ordre des anneaux

λ est la longueur d'onde (λ_1 = 6943 Å)

n est l'indice moyen du rubis (n = 1,763)

L est la longueur du rubis (L = 50mm).

3.- des rayons des anneaux de diffraction calculés ;

$$\left[r_k\right]_{diff.} = f \cdot m_k \cdot \frac{\lambda}{2\pi a}$$

où m_k est la k ième racine de la fonction $J_1(m)$ de Bessel

2a est le diamètre de la pupille de sortie du rubis (5mm)

Rayons mesurés R mm	Rayons (Fabry-Perot) R mm		Rayons (Fraunhofer) R mm	r mm
R_1 = 3,166	R_1 =1,212	R_{14}=4,532	R_1 =0,034	r_1 = 0,025
R_2 = 3,890	R_2 =1,713	R_{15}=4,702	R_2 =0,055	r_2 = 0,046
R_3 = 4,450	R_3 =2,100	R_{16}=4,848	R_3 =0,077	r_3 = 0,067
R_4 = 5,00	R_4 =2,424	R_{17}=4,990		r_4 = 0,087
R_5 = 5,445	R_5 =2,714	R_{18}=5,151		r_5 = 0,108
R_6 = 5,934	R_6 =2,969	R_{19}=5,284		r_6 = 0,129
R_7 = 6,334	R_7 =3,211	R_{20}=5,429		r_7 = 0,150
R_8 = 7,120	R_8 =3,429	R_{21}=5,550		r_8 = 0,172
R_9 = 7,512	R_9 =3,636	R_{22}=5,672		r_9 = 0,198
R_{10}= 7,860	R_{10}=3,829	R_{23}=5,817		r_{10}= 0,212
R_{11}= 8,160	R_{11}=4,023	R_{24}=5,938		r_{11}= 0,234
R_{12}= 8,44	R_{12}=4,193	R_{25}=6,060		r_{12}= 0,254
R_{13}= 8,720	R_{13}=4,363			

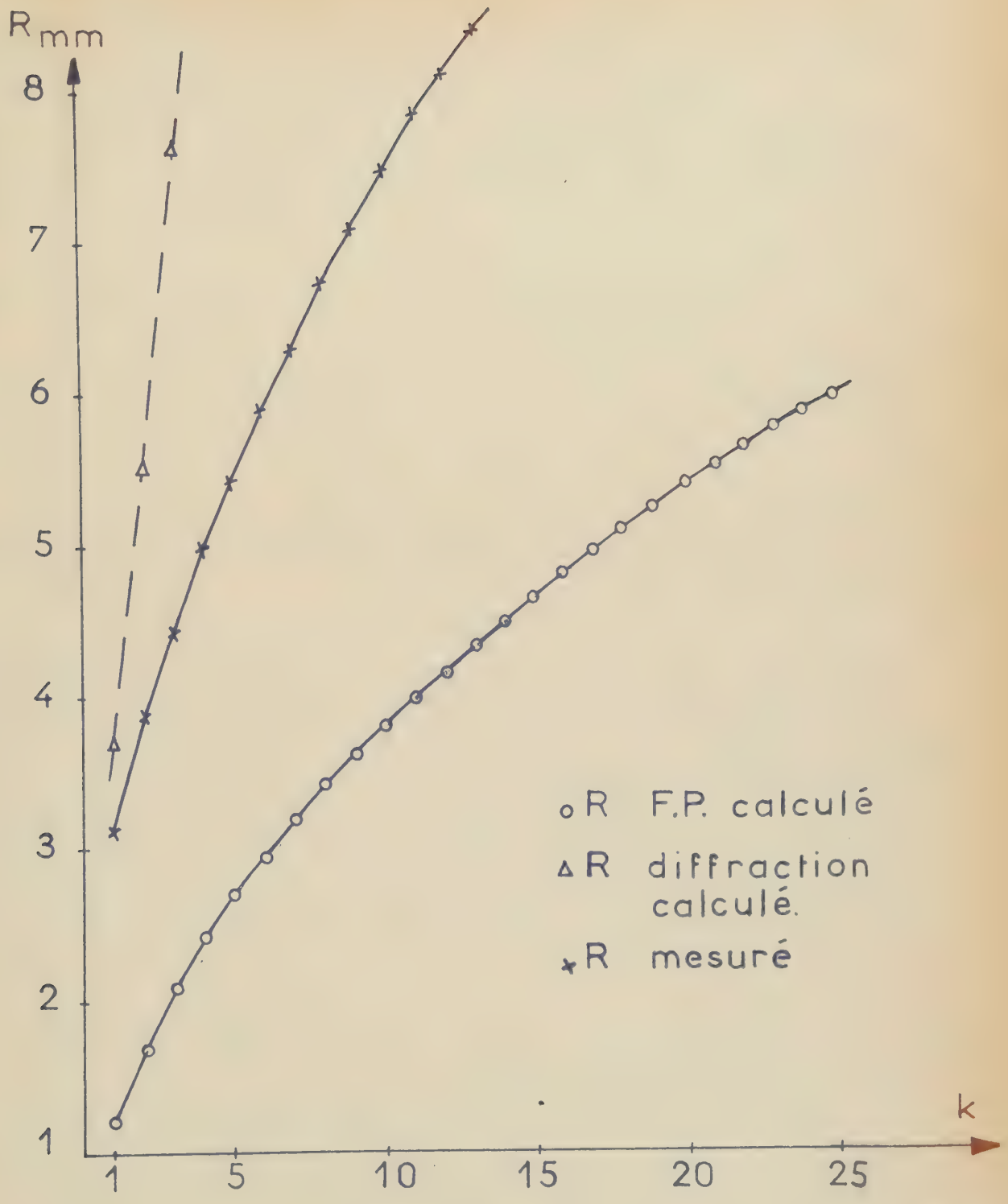

R mm
8
7
6
5
4
3
2
1
1
5
10
15
20
25
k
o R F.P. calculé
Δ R diffraction calculé.
★ R mesuré

Fig. 25

R désigne les rayons des anneaux brillants, tandis que les valeurs de r calculées à partir des racines de la fonction de Bessel, désignent les rayons des anneaux noirs.

Ce tableau rend compte de la variation de ces différents rayons, les courbes obtenues à partir de ces valeurs R sont tracées sur la figure 25.

On constate que :

1º) les rayons mesurés sont du même ordre de grandeur que les rayons des anneaux Fabry-Perot donnés par la relation théorique ;

2º) les rayons des anneaux de diffraction, s'ils existent, sont trop petits pour être repérables à l'intérieur de la tache centrale.

REMARQUE : La photographie de la figure 16_a donne une bonne représentation des petites zones d'émission au niveau de la face (ce que nous appelons points émissifs) et permet d'évaluer la dimension de ces zones. La valeur moyenne déterminée sur ce cliché est de 50 μ. Il est loisible de penser que ces zones sont circulaires et on en déduit la valeur des rayons des anneaux de diffraction. La valeur du rayon du premier anneau est donnée par :

$$r_1 = 1{,}22 \frac{\lambda}{2a} \times f$$

$$r_1 = 1{,}22 \times \frac{0{,}7}{100} \times 430 = 3{,}672\text{mm}.$$

Cette valeur est comparable aux valeurs mesurées. Cependant la variation des rayons des anneaux calculés à partir de cette hypothèse, est différente de celle que nous avons mesurée.

R.CALCULES	R. MESURES
$R_1 = 3,672mm$	$R_1 = 3,166mm$
$R_2 = 5,550mm$	$R_2 = 3,890mm$
$R_3 = 7,669mm$	$R_3 = 4,450mm$
	$R_4 = 5,934mm$

La variation des rayons des anneaux mesurés ne correspond donc à aucune des deux lois (diffraction et réflexions multiples). Nous avons alors comparé les rapports des rayons des anneaux consécutifs $\frac{R_{k+1}}{R_k}$ du tableau précédent.

Il apparaît que l'évolution de ces rapports correspond pour les anneaux centraux à la variation du type diffraction et plus on s'éloigne du centre plus les valeurs correspondantes se rapprochent des valeurs $\sqrt{\frac{k+1}{k}}$ données par les rapports des rayons $\frac{R_{k+1}}{R_k}$ des anneaux Fabry-Perot.

Dans les références citées plus haut, il a été avancé que les valeurs de ces rayons varient comme $\sqrt{k}$ ou $\sqrt{k+\varepsilon}$, ε étant compris entre 0 et 1.

J.Ch. Viénot a tenté d'exploiter l'allure de cette figure de Fraunhofer en supposant d'abord que l'onde émise par le rubis est sphérique, puis, en seconde approximation que le profil de l'onde, à faible distance de la face de sortie est aplatie au centre. La non-identité de cette répartition théorique avec celle effectivement observée doit permettre de remonter à la forme et au profil de l'onde. Ceci n'est évidemment possible que dans le cas de reproductibilité des phénomènes, c'est-à-

dire avec les rubis N. Les calculs entrepris pour déterminer la répartition d'amplitude dans le plan pupillaire sont actuellement en cours.

Toutefois les irrégularités de l'onde peuvent être attribuées :

1º) aux inhomogénéités résiduelles du cristal;

2º) aux défauts de taille et aux altérations des couches ;

3º) aux effets de diffraction au niveau des faces et sur leur contour à chaque réflexion. L'évolution de la forme de l'onde résultante en fonction du nombre de réflexions à l'intérieur de la cavité a été étudiée au moyen d'une calculatrice IBM 704 [9]

4º) à l'émission, qui se produit en point par point.

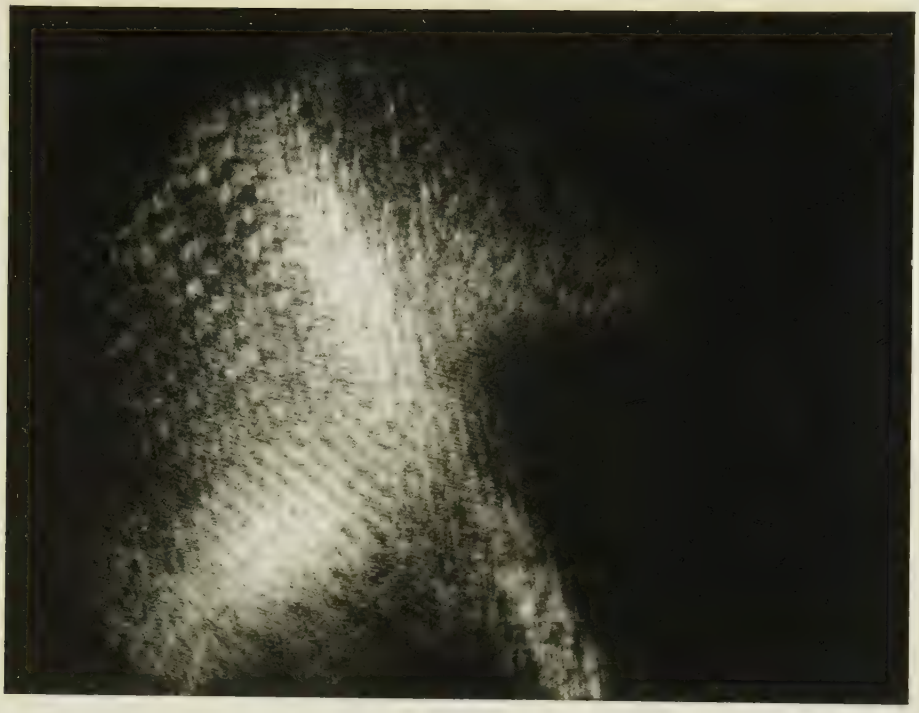
Les anneaux de la figure 24_b correspondent à une répartition d'amplitude qui est la transformée de Fourier de la répartition du plan pupillaire.

La répartition de l'énergie correspondante est représentée par la figure 22_b. En effet la photographie 24_b a été prise en disposant la pupille d'entrée de la lunette dans le plan de section du faisceau laser situé à 60cm du rubis.

c) Autres phénomènes :

La focalisation du faisceau laser émis par des rubis ordinaires a permis d'obtenir des photographies très différentes. Certains de ces phénomènes curieux se sont reproduits au cours de nombreuses émissions, les plus représentatifs sont reportés ici, figures 26_a et 26_b.

Le pavage irrégulier de la photographie 26_a met en évidence



différents systèmes périodiques d'orientation variée. Celui de la figure 26_b a été pris au foyer d'une lunette de plus grande focale (f = 465cm).

Bien qu'ils soient obtenus au cours de l'émission totale issue de tous les points émissifs de la face, leur structure rappelle celles dont on a parlé dans le chapitre précédent.

- CHAPITRE III -

APPAREILLAGE : LASER & DISPOSITIFS D'ENREGISTREMENT.

1º/ LASER.

Les différents lasers utilisés ont été construits au laboratoire. Ils comprennent deux parties :

- l'alimentation,
- la tête laser,

a) L'alimentation :

Elle est toujours constituée par plusieurs batteries de capacités, qui peuvent être associées de telle manière que la capacité totale disponible soit rendue variable au moyen d'un commutateur, la charge est effectuée sous tension réglable de zéro à quelques milliers de volts.

Un système de déclenchement à thyratron permet la décharge rapide de ces capacités à travers une lampe flash.

Dans certaines expériences le déclenchement est commandé par une impulsion extérieure synchronisée avec la caméra.

b) Tête laser :

Ensemble constitué par le rubis, la lampe flash et éventuellement la gaine de refroidissement.

L'apport d'énergie au milieu actif (rubis) doit être effectué dans un temps très court, condition réalisée par une lampe

au xénon à l'intérieur de laquelle se produit une décharge brusque, la quantité d'énergie étant fixée par les capacités dont il vient d'être question.

Différents types de lampes sont en fonctionnement au laboratoire, notamment une lampe hélicoïdale (C.G.E. FT 524), le rubis étant maintenu suivant l'axe de l'hélice. Un réflecteur cylindrique placé autour du tube protecteur de la lampe permet d'en augmenter l'efficacité.

Différents types de réflecteurs :

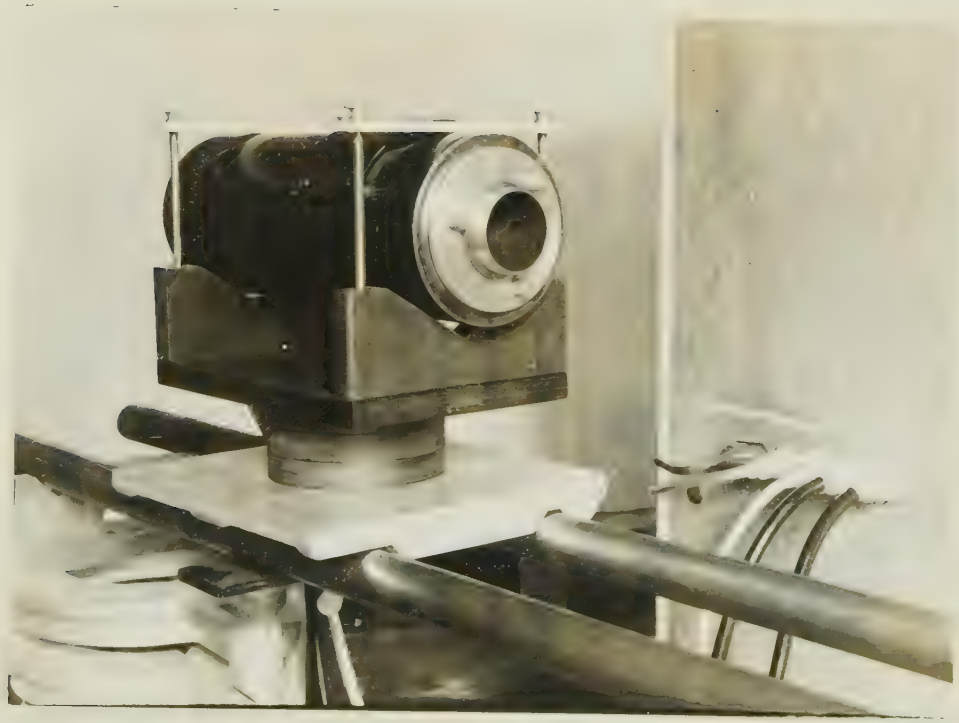
- Le tube de verre cylindrique qui entoure la partie active de la lampe peut être métallisé, la couche d'aluminium déposée constitue un excellent réflecteur, mais elle est rapidement altérée sous l'effet du flash.

- Si on remplit de matière diffusante, magnésie par exemple, la région comprise entre le carter de la lampe et le tube extérieur, l'énergie de pompage au seuil diminue. Malheureusement il arrive que de faibles quantités de magnésie se déposent sur le rubis et forment un dépot brun qui devient rapidement opaque. (réaction de la magnésie sur le corindon).

- Finalement nous avons adopté un réflecteur fait en clinquant d'aluminium jouant le double rôle de réflecteur et de diffusant.

Fixation du rubis : Le positionnement du rubis serré dans une pince à machoires (type porte-mine) fixée à l'extrémité d'un cône de faible ouverture, est réalisé au moyen de trois vis et leurs ressorts antagonistes, agissant sur la collerette du cône.

La photographie, figure 27, représente la lampe flash et le cône porte-rubis. La tête laser est installée au moyen d'un



support mobile sur le banc d'optique, portant les différents éléments du montage, par l'intermédiaire d'un vé-support orientable (figure 28).

La plate-forme permet une orientation d'ensemble du faisceau, le réglage fin étant obtenu au moyen des trois vis de la collerette, visibles sur la figure 28.

Ce système de fixation élimine presque complètement la lumière parasite, mais le serrage du rubis sur quelques dixièmes de millimètre provoque des tensions internes au cristal, au niveau de la face émettrice, non seulement on assiste à la longue à une détérioration des couches réfléchissantes et des faces, mais les propriétés internes du rubis peuvent s'en trouver modifiées.

Un autre montage est indiqué sur la figure 29, il a permis :

- d'éviter ces tensions au niveau de la face de sortie;
- de faire tourner le rubis autour de son axe avec une précision de l'ordre du degré (ceci est nécessaire dans l'étude de l'orientation du vecteur champ électrique dans les expériences de polarisation;
- d'utiliser simultanément les deux faisceaux lasers émis par chacune des faces (dans le cas où l'une des faces n'est pas complètement réfléchissante) ;
- une reproductibilité rigoureuse du positionnement du rubis au cours d'essais comparatifs de différents rubis.

Le rubis est fixé du coté de sa face non émettrice au moyen de la pince , P, mobile à l'intérieur de la collerette C solidaire du socle en ébonite S (dilecto 3XP) par les trois vis V_1, V_2 et V_3.

Un index i soudé sur la bague de butée B permet, de mesurer l'angle de rotation du rubis par rapport à son axe, sur une graduation tracée sur le disque fixe C.

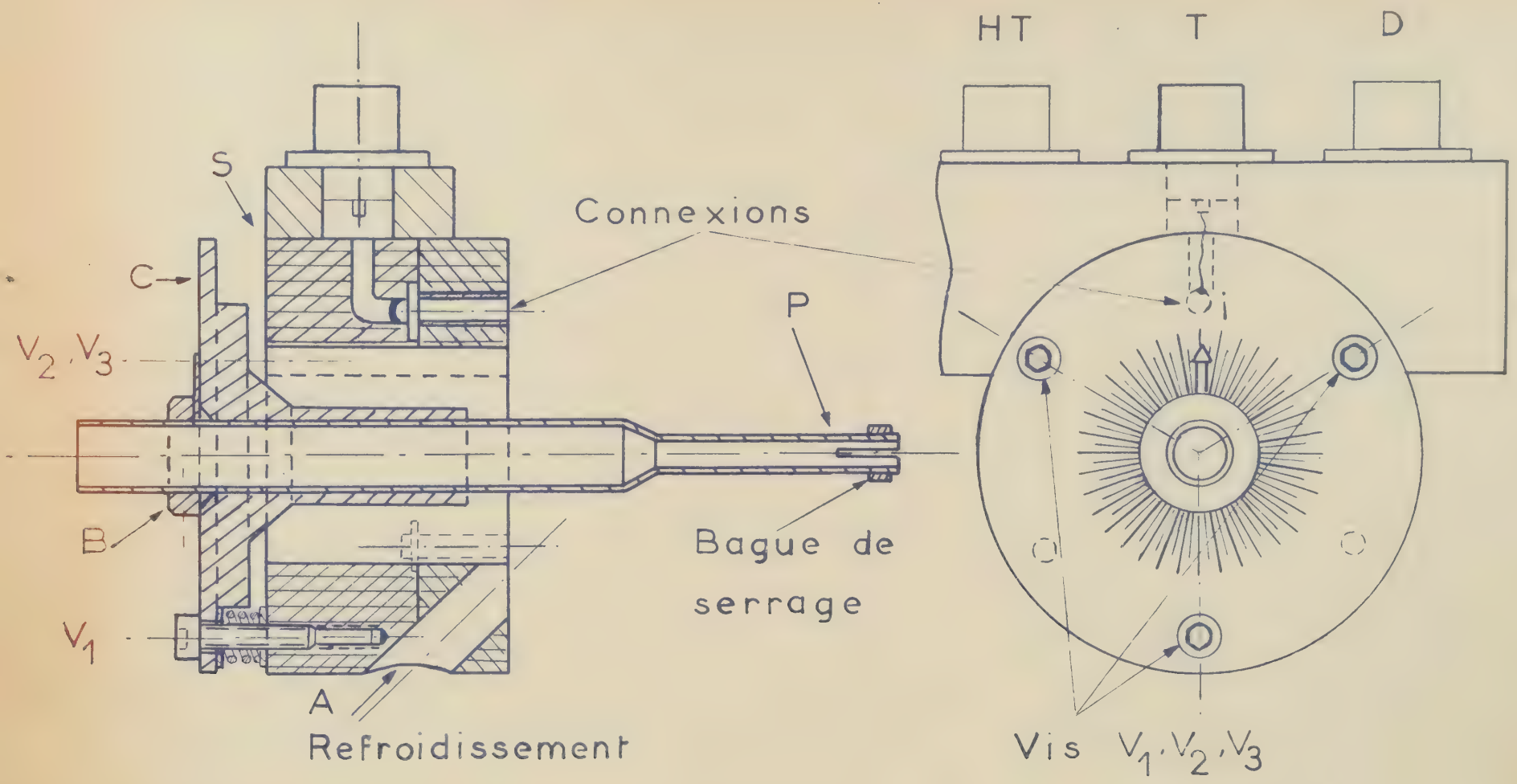

HT
T
D
S
Connexions
C
P
V_2 , V_3
B
Bague de
serrage
V_1
A
Refroidissement
Vis V_1 , V_2 , V_3

Fig. 29

Ech. 1

On évite la lumière parasite, flash et fluorescence, de l'autre coté de la tête laser au moyen d'un cône qui joue le rôle d'écran (cône non représenté sur la figure).

Un support adapté au carter de la lampe au niveau de la sortie du faisceau permet la mise en place de densités et de filtres appropriés.

Le refroidissement de la lampe et du rubis est obtenu par un courant d'air permanent fourni par un compresseur ou une pompe autonome, l'arrivée d'air comprimé est représentée en A sur la figure 29.

2º/ OPTIQUE ET APPAREILS ENREGISTREURS

Les caractéristiques des éléments optiques, lentilles, viseurs, fentes etc ... seront données dans le chapitre suivant, examinons maintenant les systèmes d'enregistrements photographiques utilisés :

- caméra ultra-rapide du Laboratoire Central de l'Armement;
- un système d'enregistrement continu réalisé au Laboratoire.

a) Caméra ultra-rapide du L.C.A. :

Cette caméra mise à notre disposition par le Laboratoire Central de l'Armement est représentée figure 50_b dans le chapitre suivant. Elle est susceptible de prendre jusqu'à 4.10^6 images par seconde, pour la vitesse maximale du miroir tournant entrainé par une turbine.

Son objectif de distance focale f = 75cm est ouvert à f/7,5. Elle travaille au grossissement 2. Elle comporte 120 chambres photographiques juxtaposées suivant la périphérie d'un cylindre. La durée d'émission moyenne du laser étant de 300 μs la

vitesse de rotation a été choisie de manière à éviter une double impression d'une même portion du film. Cette vitesse était de l'ordre de 1000 t/s soit 360.000 images par seconde, le temps d'exposition était 0,3 µs environ et l'intervalle entre chaque cliché 3 µs. Cette caméra permet d'observer l'évolution des phénomènes étudiés au cours du temps et d'obtenir des clichés quasi-instantanés, ceci de façon périodique et discontinue. Les films présentent ainsi , au niveau des 120 chambres photographiques, des images correspondant à une ou plusieurs impulsions très brèves rapprochées, complètes ou non.

Le phénomène étudié évolue au cours de l'intervalle de temps qui sépare deux clichés consécutifs et cette évolution ne peut être mise en évidence que par un enregistrement continu.

b) Système continu :

Il s'agit d'une chambre photographique à secteur circulaire disposée de façon que le plan du film soit balayé par le faisceau entrainé par un miroir tournant.

Deux dispositifs ont été mis en oeuvre; dans le premier cas le miroir était entrainé par un moteur électrique à vitesse réglable par rhéostat entre 0 et 30.000 tours/mn, dans le second, l'entrainement était réalisé par une turbine permettant d'ajuster la vitesse jusque vers 2 à 300.000 tours/mn. Le contrôle de la vitesse est fait par stroboscopie. Ce deuxième dispositif est maintenant monté, il nous paraissait utile de le signaler, bien que les résultats exposés dans le présent travail aient été obtenus avec le premier.

La vitesse linéaire de balayage dans le plan du film est fonction du rayon R de la chambre. Si α est l'angle, exprimé en radian, dont a tourné le miroir pendant une microseconde, la vitesse de défilement est : $v = R\alpha$ soit $v = 1,25$ mm/µs dans

le premier cas, le rayon de la chambre photographique est R = 400mm.

Une vitesse voisine de 10mm/µs est atteinte avec le miroir entrainé par la turbine.

Cette vitesse peut être augmentée par l'utilisation de chambre photographique de rayon supérieur à 400mm. Cependant l'expérience nous a montré que cette valeur était raisonnable, si la trace directe peut impressionner un film très sensible à des vitesses élevées, la dispersion angulaire du faisceau intervient et devient de plus en plus importante quand on augmente la distance entre le plan d'observation et la face émettrice du rubis. D'autre part l'intensité lumineuse de certains phénomènes, franges et anneaux par exemple, n'est pas assez importante pour être photographiée quand le rayon et, par suite, la vitesse de balayage sont trop grands. Pour R et v donnés la longueur de film balayé dépend de la durée de l'émission, celle-ci n'est jamais supérieure à 400 µs. On est amené à construire une chambre dont l'ouverture angulaire est, pour R = 400mm, de 72º. La longueur du film impressionné, par une telle émission est alors

$$1{,}25\text{mm} \times 400 = 502{,}40\text{mm}.$$

1º) Synchronisation :

La synchronisation entre le début de l'émission et l'instant où le faisceau réfléchi entrainé par le miroir peut entrer dans la chambre est obtenue au moyen du signal d'un photomultiplicateur d'électrons P. M. commandé par un faisceau auxiliaire tombant sur l'une des deux faces réfléchissantes du miroir tournant, figure 30. Le retard τ entre le déclenchement de la lampe flash et le début de l'émission stimulée est mesuré au moyen d'un photomultiplicateur 150 CVP de la Radiotechnique et d'un oscillographe Tektronix (figure 30_b) la valeur de τ est voisine de 200 à 220 µs, elle varie avec l'énergie de pompage fournie au rubis c'est-à-dire finalement celle délivrée par la lampe flash.

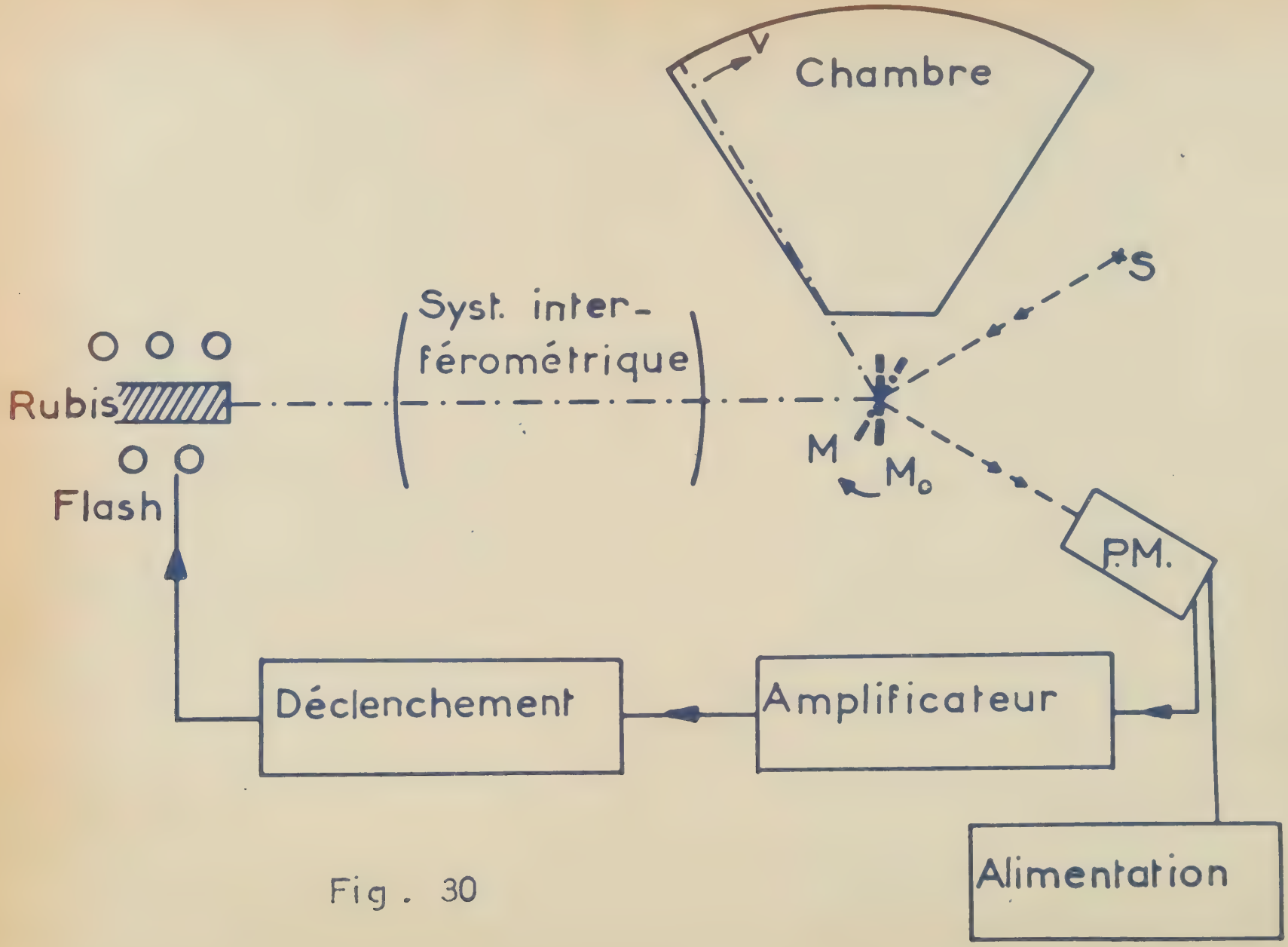

Chambre
S
Syst. inter-
férométrique
Rubis
Flash
M
M_o
P.M.
Déclenchement
Amplificateur
Alimentation

Fig. 30

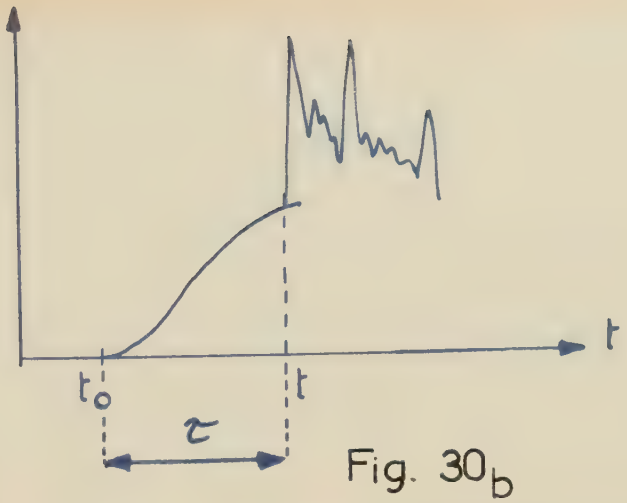


Fig. 30_b

La connaissance de τ permet de positionner le P.M. par rapport à la chambre photographique.

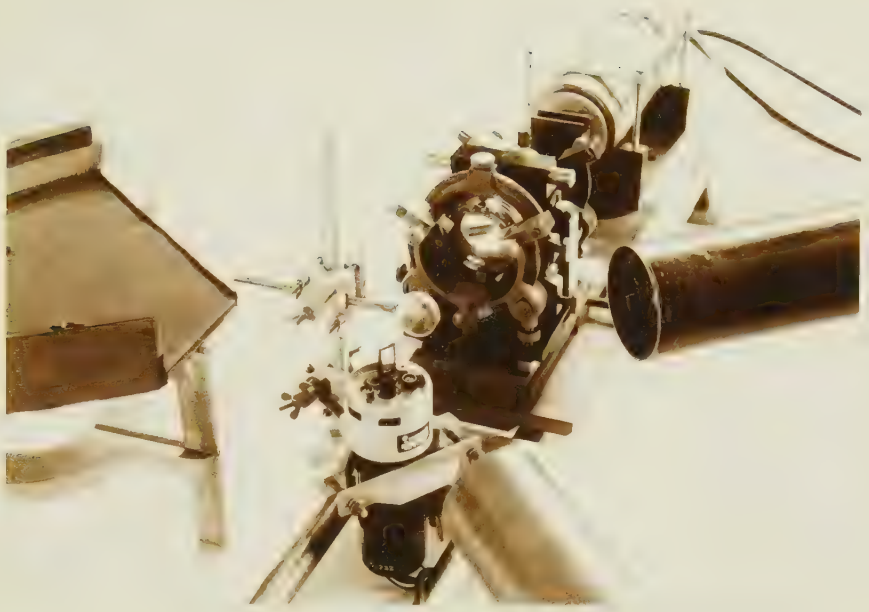
La photographie, figure 31, représente cet ensemble dans le cas d'enregistrement d'anneaux Fabry-Perot.

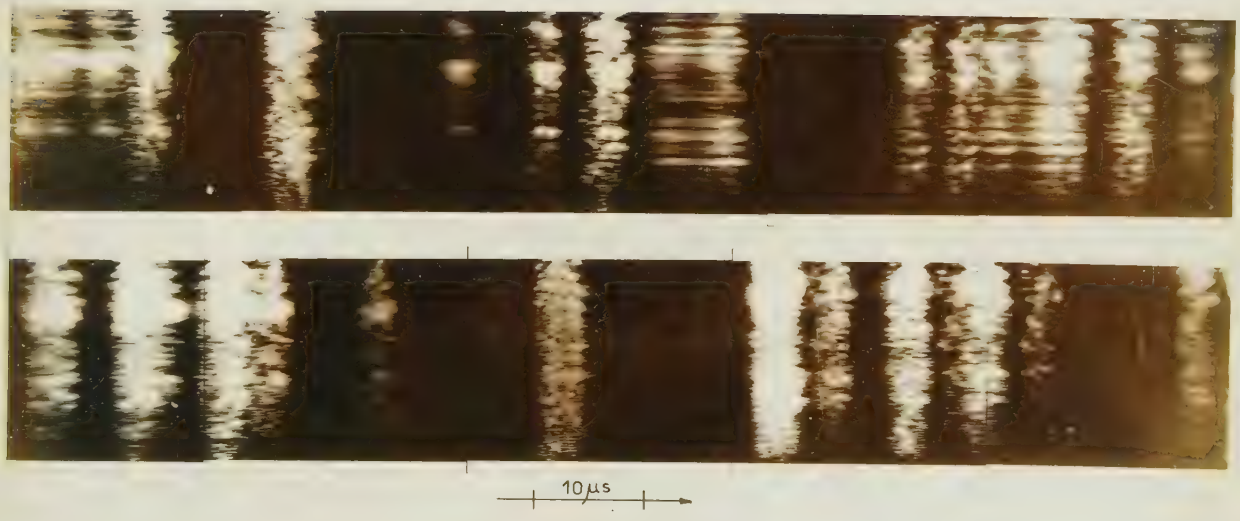
2º) Application immédiate :

Les essais de cet appareillage ont été faits en utilisant la trace directe du faisceau, sans optique intermédiaire entre le laser et le miroir. L'examen des films obtenus fournit des renseignements sur l'évolution du faisceau pendant l'émission; bien que comparables à ceux donnés par un oscillogramme, ils sont beaucoup plus fins et plus complets.

Considérons par exemple un film de qualité de résolution courante: $50mm^{-1}$, 1µs pouvant être étalée sur 10mm, l'analyse microphotométrique, suivant une direction perpendiculaire à celle du balayage traduit la structure transversale du faisceau dans le plan du film et permet de résoudre 0,002µs soit 2 nanosecondes.

La structure effective du faisceau et ses variations au cours du temps apparaissent nettement sur le film, comme l'indi-





Trace directe. Rubis ordinaire

que la figure 32. Ce cliché a été obtenu avec un rubis ordinaire, l'énergie d'excitation étant voisine du seuil. Les impulsions sont réparties de manière quelconque dans le temps, il semble que l'émission s'arrête ou du moins qu'elle soit trop faible entre chaque impulsion pour impressionner le film. Certaines impulsions sont isolées, d'autres se succèdent très rapidement. Sur quelques films, plusieurs impulsions de durée moyenne apparaissent de façon périodique, elles sont d'autant plus rapprochées que l'énergie d'excitation est plus grande, les impulsions brèves étant le plus souvent isolées.

- Durée d'émission de certaines impulsions brèves -

Si on limite le faisceau incident sur le miroir à sa partie centrale au moyen d'une fente verticale, quelques impulsions apparemment très brèves présentent un système symétrique de franges suivant la direction du balayage.

La vitesse de rotation du miroir étant importante et sa section utile 2r = 10mm, on pourrait supposer que l'effet Doppler intervienne dans la formation de ces franges. Pour une vitesse de rotation N_o = 440 t/s et un rayon r = 5mm la fréquence des battements Doppler est donnée par

$$\Delta\nu = 2\,\nu_o \frac{u}{c} \quad \text{avec } u = 2\pi r N_o$$

$$\Delta\nu = \frac{4\pi r \nu_o N_o}{c} = 3{,}957.\ 10^7$$

Cette différence de fréquence au niveau du miroir, devrait se traduire dans le plan du film par des franges (battements Doppler) équidistantes et séparées d'une quantité x, fonction de la vitesse de balayage,

$$x = \frac{v}{\Delta\nu} = 0{,}0278 \text{ mm}$$

Cette valeur de l'interfrange est dix fois plus petite que celle mesurée sur les différents clichés. On ne peut donc pas attribuer les franges photographiées à un effet Doppler au niveau du miroir.

La valeur moyenne de l'interfrange i mesurée sur les films est 0,31 mm. Elle correspond à la période des franges de diffraction de la fente, $p = \frac{\lambda D}{a}$ (où a est l'ouverture de la fente, 1,5mm et D la distance entre la fente et le film, 715mm).

La coupe microphotométrique des franges enregistrées, correspond à celle d'une figure de diffraction. Si on fait varier l'un ou l'autre des paramètres a ou D, les variations de i sont identiques à celles de P.

Les photographies 33_a et 33_b représentent ce phénomène de diffraction au voisinage de l'axe du faisceau émis. La figure 33_a correspond au phénomène photographié en dynamique, c'est-à-dire quand le miroir tourne ; la figure 33_b représente la même région photographiée, le miroir étant immobile.

Sur ce dernier cliché on observe :

- les franges de diffraction de la fente ;
- les franges de Fresnel dues à un effet de bord sur l'arête du miroir ;
- la trace directe du faisceau après réflexion sur le miroir.

Sur la figure 33_a, cet ensemble est entraîné à une vitesse de défilement rapide. On constate que :

- le phénomène de diffraction sur le bord du miroir est étalé ; les franges ne sont plus visibles ;
- les franges de diffraction de la fente sont très peu

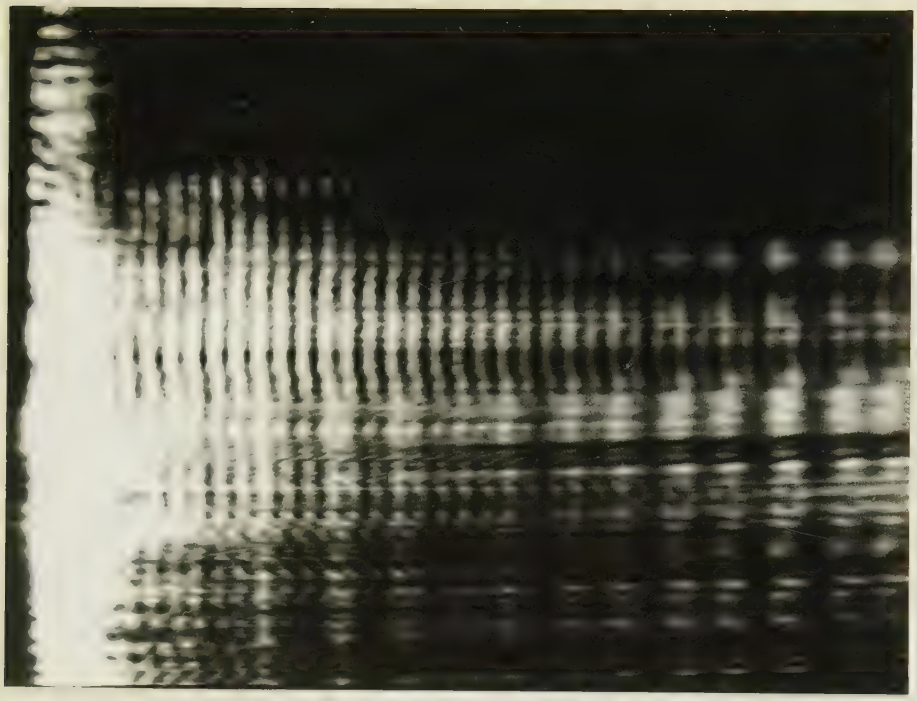


Fig. 31

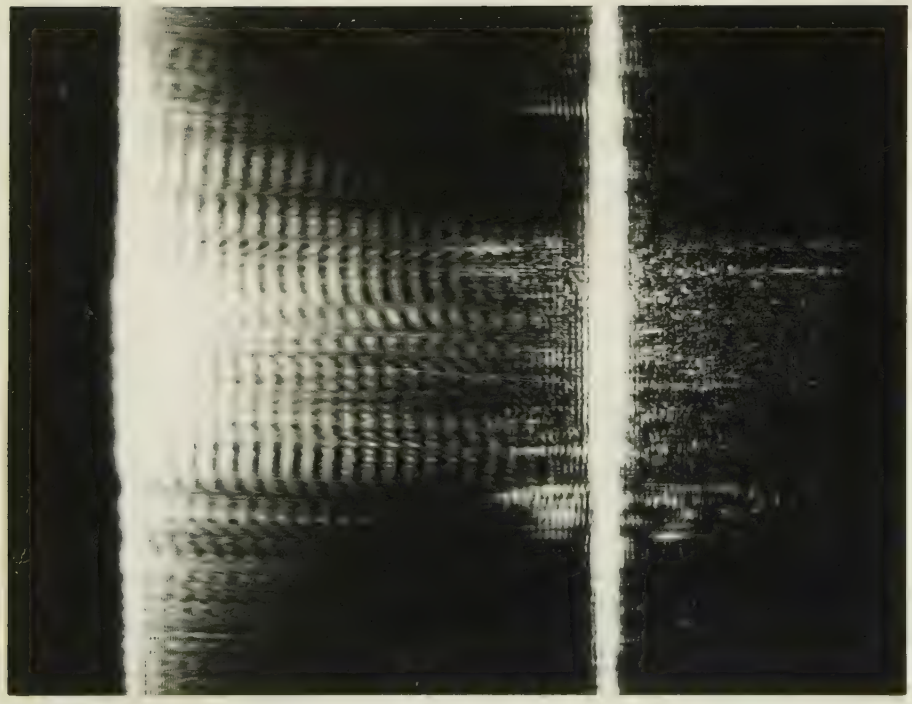


Fig. 32

étirées suivant l'axe des temps, leur visibilité est fonction du déplacement du faisceau réfléchi pendant la durée de l'émission de l'impulsion élémentaire considérée.

Si l'on estime que la visibilité des franges est encore bonne lorsque le déplacement du faisceau est inférieur ou égal au quart de la période p, il faut que la durée d'émission soit $t \leqslant (p/4).(1/v) = 0{,}08\ \mu s$ (la visibilité V = 0,50 pour x = p/4)

Des franges d'interférences peuvent être également photographiées au niveau de certaines impulsions, si on remplace la fente unique par un système de deux fentes d'Young placées perpendiculairement à la direction horizontale du balayage. L'existence de ces franges implique une durée d'émission inférieure à $45\ 10^{-9}$ s. [5]

REMARQUE :

Les franges de diffraction ne sont pas rectilignes, elles se présentent comme une succession de paliers d'orientations variées, qui sont dus à une non uniformité des différents trains d'ondes issus de l'ensemble des zones émissives. Si l'on sélectionne une partie seulement du faisceau émis au moyen d'une fente Fo tracée dans une petite cupule métallique recouvrant la face du rubis (cupule en laiton de 3/100 de mm emboutie en forme de cylindre à fond plat) les franges de diffraction dues à la deuxième fente sont beaucoup plus régulières. Il semble que la diffraction joue un rôle sélectif dans le faisceau. Le montage est tel que la fente diffractante se trouve au centre du lobe central de la figure de diffraction donnée par la fente Fo.

Nous retrouverons un résultat identique concernant des fran-

ges d'interférences dans le chapitre suivant relatif aux phénomènes interférométriques obtenus en lumière laser.

- CHAPITRE IV -

INTERFEROMETRIE EN LUMIERE LASER

I/ EVALUATION DE LA MONOCHROMATICITE DE LA RAIE R_1.

1) Relations fondamentales :

L'intensité relative $\frac{I}{Io}$ suivant une méridienne du système d'anneaux à l'infini donné par un étalon Fabry-Perot (F.P.) est décrite par la fonction d'Airy

$$Ay\ (\varphi) = \frac{I}{Io} = \frac{1}{1 + m \sin^2 \varphi/2}$$

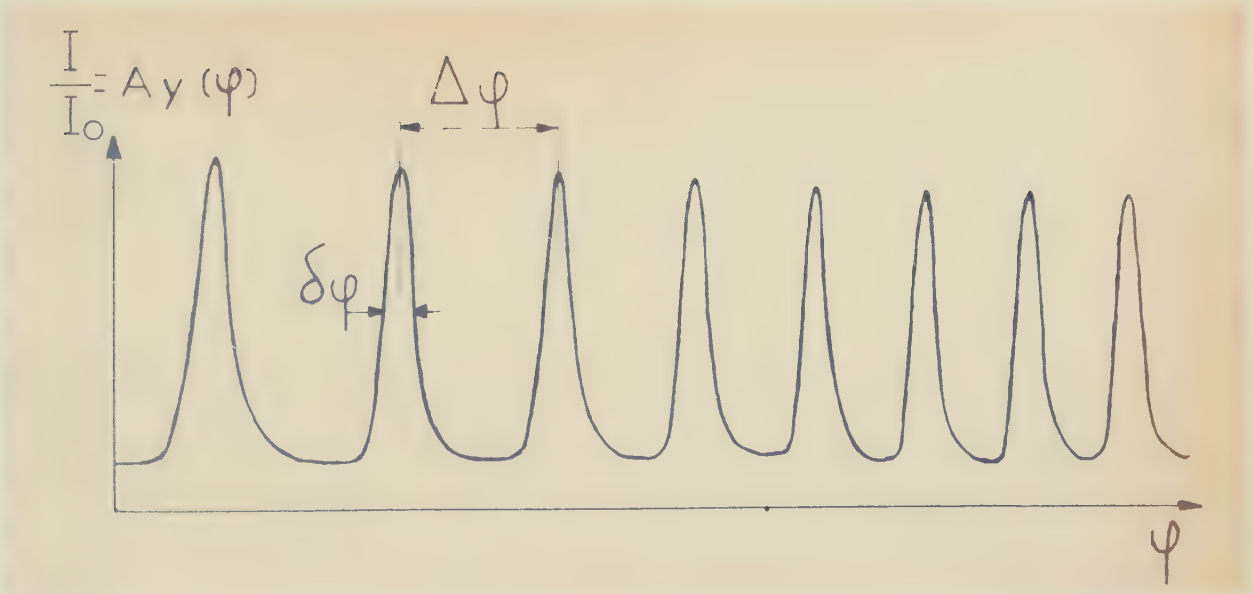
où $m = \frac{4R}{(1-R)2}$, R étant le pouvoir de réflexion des lames

$$\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} n\ e \cos i$$

e étant la distance entre les deux lames (épaisseur de l'étalon) i l'inclinaison d'un rayon par rapport à l'axe du système et n l'indice du milieu compris entre les lames (n=1).

La fonction d'Airy Ay(φ) représentée ci-dessous est un enregistrement microphotométrique suivant une méridienne du système d'anneaux donné par un F.P, éclairé par la raie verte du mercure, pour un écartement e voisin de 2mm.

Le pouvoir de résolution théorique d'un F.P. est R = Np où p est l'ordre d'interférence, N le coefficient de finesse défini par



$$N = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \qquad (1)$$

$\Delta\lambda$ est l'intervalle spectral libre,
$\delta\lambda$ la largeur de la raie à mi-hauteur, elle est donnée par

$$\delta\lambda = \frac{\Delta\lambda}{N} = \frac{\lambda^2}{2ne} \times \frac{I}{N} \qquad (2)$$

Le coefficient de finesse intervenant effectivement dans l'évaluation de $\delta\lambda$, ne correspond pas à celui calculé à partir de la relation théorique (1). Toutes choses égales d'ailleurs, cette relation donnerait la plus petite valeur $\delta\lambda$ mesurable à partir d'un F.P. idéal.

En fait le coefficient de finesse que nous devrons considérer dans l'évaluation de $\delta\lambda$ est toujours inférieur à cette valeur théorique. Il sera déterminé par le rapport $\frac{\Delta\varphi}{\delta\varphi} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}$ où les valeurs $\delta\varphi$ et $\Delta\varphi$ sont celles mesurées sur les clichés obtenus.

2) Anneaux photographiés au cours d'une émission complète (photographie statique)

Les clichés ci-dessous (figures 34_a et 34_b) représentent des anneaux correspondant à des écartements de 101mm et 304mm respectivement.

Fig. 34_a

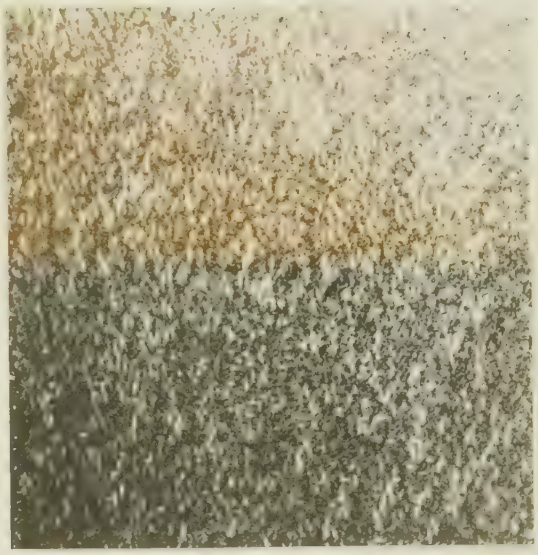


Fig. 34_b

Beaucoup plus qu'à l'approche de la largeur effective de la raie, la faible visibilité des anneaux sur le deuxième cliché est due à la structure granulaire du faisceau et surtout aux lames semi-transparentes (micro-relief et couches réfléchissantes) (*)

(*) Ainsi des anneaux de visibilité plus élevée ont été photographiés au laboratoire en utilisant des lames parfaitement adaptées à la raie R_1, et de très grande qualité, ceci pour une épaisseur de l'étalon d'environ 100cm, c'est-à-dire pour une différence de marche, aller et retour de l'ordre de 2 mètres.

La valeur de $\delta\lambda$ calculée pour e = 304mm conduirait à une largeur observable $\delta\lambda \leqslant 19\ 10^{-4}$ Å (**) [17]

Ces photographies sont prises au foyer d'une lunette de 43cm de distance focale dont l'ouverture est convenablement diaphragmée. Une densité de 1,12 doit être interposée en avant du F.P.

3) Photographie ultra-rapide des anneaux au cours de l'émission.

a) Caméra L.C.A. -

Les anneaux ont été photographiés pendant des intervalles de temps très courts au moyen de la caméra ultra-rapide décrite dans le chapitre précédent. La répartition énergétique de chaque système d'anneaux correspondant à une "pose" (c'est-à-dire à l'intervalle de temps qui sépare deux obturations successives) est, dans ces conditions due à une impulsion élémentaire ou à un petit nombre d'impulsions, et non plus à l'ensemble des impulsions qui constituent la phase émissive totale.

La succession des différents systèmes d'anneaux, dont l'aspect et la structure varient d'une pose à l'autre, montre que chaque impulsion participe à la formation d'un système d'anneaux que nous appelons système élémentaire (la superposition des différents clichés c'est-à-dire des systèmes d'anneaux qui devraient être identiques n'est pas toujours réalisable). On peut donc supposer que la répartition énergétique des anneaux obtenus en photographie statique est la somme des énergies élémentaires. La visibilité de ces anneaux reste acceptable tant que les systèmes élémentaires sont superposables, c'est-à-dire identiques entre eux. C'est le cas lorsque la fréquence reste constante au cours des différentes impulsions, ou encore tant que

(**) La largeur calculée à partir des résultats indiqués dans la note précédente (*) serait de l'ordre de 0,0005 Å, il faut remarquer que la largeur relative $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ de cette raie est encore supérieure à 10^{-7}.

(Notes ajoutées après la rédaction)

la résolution du F.P. est inférieure à la valeur dν correspondant aux fluctuations de la fréquence pendant les différentes impulsions. Pour des écartements e petits (de 100 à 300mm) les différents systèmes d'anneaux photographiés sur un même film peuvent être superposés, seule leur structure grenue diffère d'un cliché à l'autre.

Les variations de fréquence ne pourront être observées qu'en augmentant le pouvoir de résolution de l'étalon. Dans le cas présent il faudra augmenter l'ordre d'interférence P en écartant au maximum les lames du F.P. et améliorer les qualités de taille et de réflexion des lames afin d'obtenir une plus grande finesse. En mettant en oeuvre un F.P. à pouvoir de résolution élevé, on peut s'attendre à observer des différences d'un cliché à l'autre.

Cette étude en photographie ultra-rapide à mouvement discontinu a été complétée pour des écartements entre les lames allant jusqu'à 10,95 mètres [2], [3], le $\delta\lambda$ correspondant est alors de l'ordre de 10^{-4} Å .

Les clichés ainsi obtenus ont montré des variations de structure importantes (anneaux doubles ou triples, anneaux à centre blanc, puis à centre noir sur des photographies successives).

Ces variations au cours d'une même émission mettent en évidence :

1/- l'instabilité de la fréquence émise, surtout au niveau des fréquences latérales ;

2/- la présence de 2,3 et même 4 fréquences distinctes au niveau de certaines impulsions.

b) Caméra à défilement continu -

La caméra ultra-rapide à mouvement discontinu ne permet pas de suivre effectivement la formation des anneaux.

L'évolution de ceux-ci d'une part au cours d'une pose élémentaire, d'autre part entre deux poses consécutives ne peut pas être complètement déterminée. Le dispositif photographique

Fig. 35

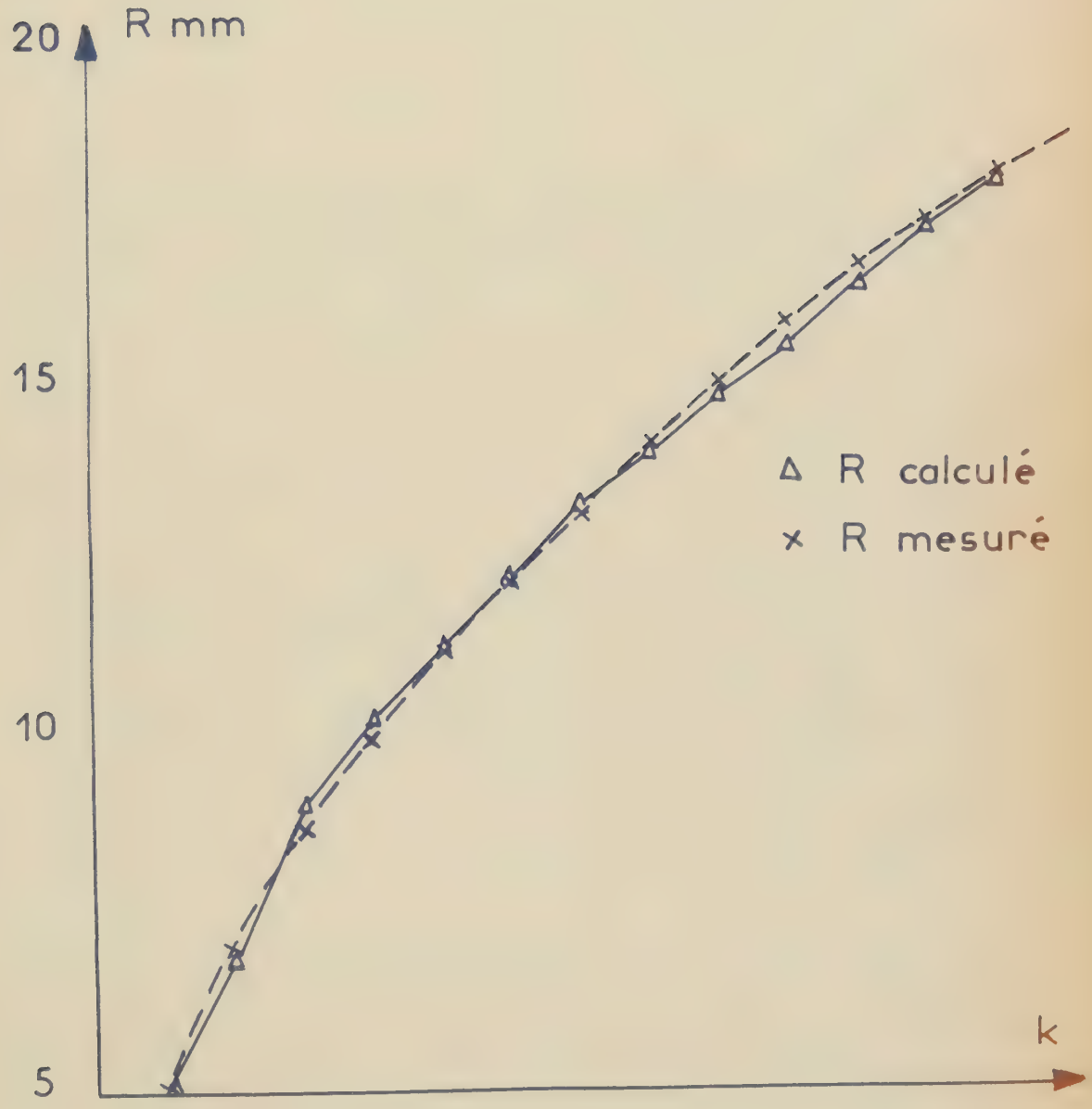


Fig. 36

II/ FRANGES D'INTERFERENCES.

Il s'agit maintenant des phénomènes d'interférences obtenus à partir de deux fentes d'Young de largeur a et dont la distance entre les axes e est fixe. Les différents systèmes de fentes utilisés ont été réalisés au moyen d'un micromanipulateur MONCHABLON sur des plaquettes de verre aluminées et dans du clinquant d'aluminium. Pour de plus grandes ouvertures, les fentes sont constituées par deux lames de rasoir entre lesquelles est fixé un ressort plat, l'ensemble est collé sur une plaque support. On contrôle leurs dimensions et leur parallélisme au microscope.

Ces fentes sont placées au voisinage de la face de sortie du rubis ou sur le trajet du faisceau, à une certaine distance du rubis, avec ou sans optique intermédiaire. Nous examinerons dans ce paragraphe ces diverses possibilités.

A) Franges d'interférences photographiées au cours d'émissions stimulées complètes.

1) Fentes d'Young placées au voisinage de la face de sortie du rubis.

Ce dispositif, identique à celui déjà utilisé, (chapitre I) a été repris, les régions circulaires isolées étant remplacées par des fentes.

Deux fentes d'Young tracées sur une plaquette de verre aluminée dont le diamètre est pratiquement identique à celui du rubis sont disposées dans la pince porte-rubis . Pour ces fentes a = 15µ et e = 60µ environ, les franges sont toujours du type de celles de la figure 37. Elles présentent des stries transversales semblables à celles déjà mentionnées.

L'isolement de petites plages au niveau de la face du rubis est toujours délicat du fait de la section faible du rubis Ø = 4mm, il est plus commode de travailler dans le plan de l'image agrandie de la face, reportée à l'extérieur de la tête laser.

2) Fentes d'Young situées dans le plan de l'image R' de la face du rubis

L'image agrandie de la face de sortie du rubis est obtenue au moyen du microscope de projection utilisé précédemment pour photographier les faces des rubis au cours de l'émission.

Le schéma du montage est indiqué sur la figure 38. La lentille équivalente au microscope donne de R une image R' dans le plan de laquelle sont placées les deux fentes F. Celles-ci tracées dans une feuille d'aluminium, ont une largeur de 50µ, la distance e est de 0,958mm, leur hauteur utile de 12mm.

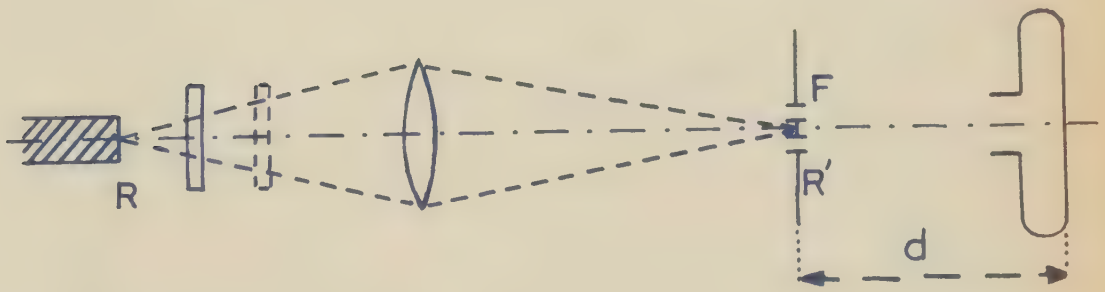


Fig. 38

On repère le plan R' par les images des rayures et des piqûres de la face de sortie du rubis en mettant à profit la fluorescence de celui-ci lorsqu'il est éclairé par une lampe à filament de tungstène. Ce phénomène est peu lumineux, mais

il permet un réglage plus rapide et plus précis que celui effectué au moyen d'une succession d'émissions laser. Un tir laser est cependant nécessaire pour vérifier si l'impact du faisceau se produit sur les fentes, (remarquons que cet impact n'est pas toujours centré par rapport à R et R').

La période des franges correspond à celle prévue par le calcul $i = \frac{\lambda D}{e}$, mais leur aspect général (figure 39_a) diffère de celui des franges d'interférences conventionnelles parallèles et équidistantes. C'est l'allure générale que l'on retrouve habituellement quels que soient les rubis et les conditions d'émission.

Le domaine d'interférences présente une succession et une juxtaposition de nombreux systèmes élémentaires de franges de même période, décalés les uns par rapport aux autres. Les franges ont des orientations variables d'un système à l'autre.

La formation de ces différents systèmes de franges semble attribuable à des couples particuliers de points émissifs.

Les franges sont parfois décalées entre deux systèmes successifs et présentent des intensités différentes d'un palier à l'autre.

Le nombre de franges est très variable. Certaines de ces bandes ne présentent aucune frange, par contre on peut dénombrer jusqu'à 70 franges sur certains paliers, l'étalement étant supérieur à celui du lobe central de la figure de diffraction calculé pour la pupille de largeur a [ce phénomène de diffraction devrait moduler la figure d'interférences par la fonction $(\frac{\sin u}{u})^2$]. Or la largeur de la tache centrale de diffraction $\frac{2\lambda D}{a}$ ne devrait comporter que 38 franges.

Considérons le schéma ci-dessous (figure 39_b).

La lentille L donne de la face émettrice, R, du rubis une image R' dans le plan de laquelle sont placées les fentes

Fig. 36

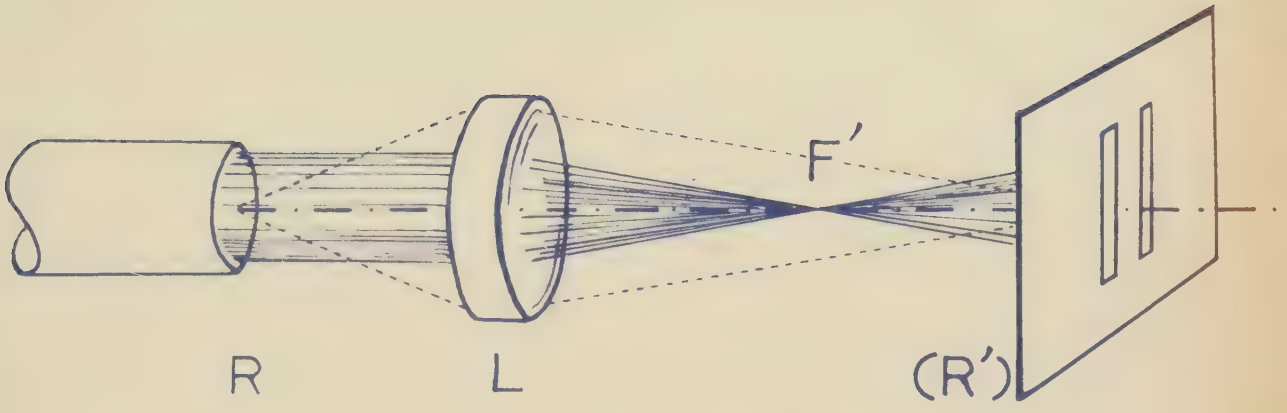


Fig. 39b

d'Young. L'ouverture angulaire du faisceau émis est très faible et pour les petites distances sur lesquelles nous travaillons, il peut être considéré comme parallèle. Le plan focal image F' dans lequel on focalise le faisceau est différent du plan conjugué de R à travers la lentille.

L'image située en F' joue alors le rôle de source lumineuse pour les fentes placées en arrière. Ainsi chaque portion d'anneau, (la structure de l'image F' est celle qui est représentée par les figures 24_a et 24_b) donne sa propre figure de diffraction à travers les fentes, la juxtaposition de ces figures forme une zone d'éclairement uniforme.

Les clichés présentent différentes bandes qui se superposent et sont parfois disposées côte à côte. Elles sont légèrement décalées de façon continue ou non l'une au dessus de l'autre. Cette disposition donne une impression d'étalement non modulé du domaine de franges. Toutefois il est possible d'observer sur quelques clichés des bandes élémentaires isolées, le nombre de

franges et leur étalement correspondant alors à celui du lobe central de la figure de diffraction.

Les franges obtenues par ce procédé ne sont pas reliées directement aux rayons émis au niveau de la face, les rayons issus des différents points de R' n'étant pas les conjugués des rayons du faisceau laser émis par le rubis.

3) Fentes placées dans le plan de focalisation du faisceau.

Les deux fentes sont alors placées dans le plan F' d'une lunette de distance focale f égale à 43cm, munie d'un diaphragme variable dans le plan de sa pupille d'entrée.

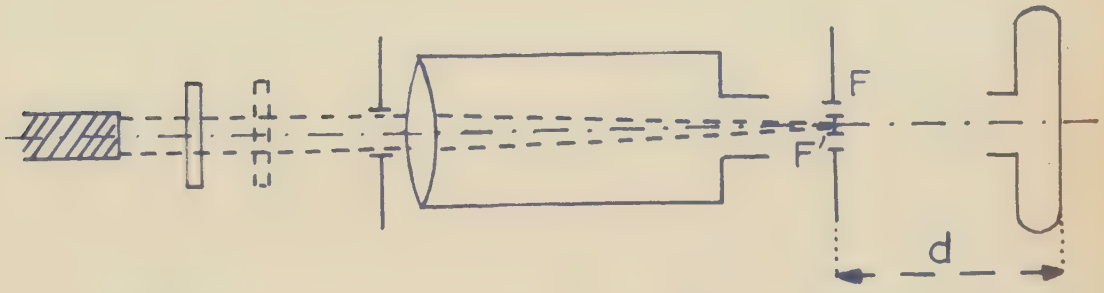


Fig. 40

Le schéma du montage est représenté sur la figure 40. Les franges obtenues ont la même allure que les précédentes, cependant les irrégularités sont moins importantes et les franges beaucoup plus rectilignes dans tout le domaine d'interférences, comme si un arrangement de la structure du faisceau avait eu lieu au niveau des fentes. Là encore, la complexité de la figure centrée en F' ne permet pas de discuter les résultats obtenus en fonction de la structure du faisceau au niveau de la face émettrice.

4) Franges d'interférences obtenues sans optique entre le rubis et les fentes

Le faisceau n'étant pas modifié sur ce trajet sa structure dans le plan des fentes est sans doute reliable à celle qu'il avait au voisinage de la face de sortie.

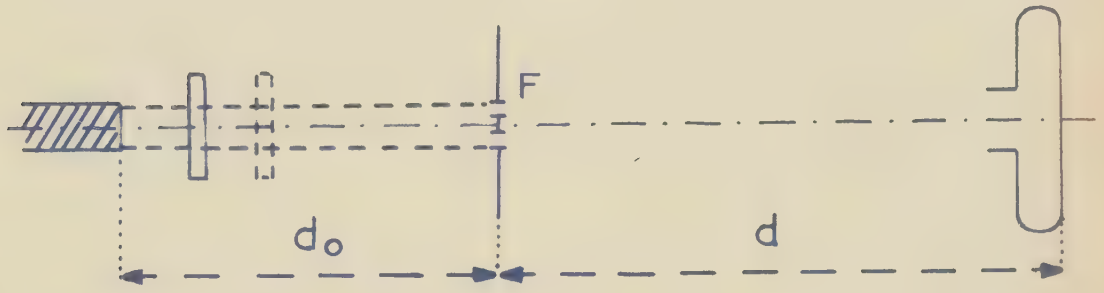


Fig. 41

C'est avec le montage de la figure 41 que nous avons obtenu les meilleurs résultats ; franges bien contrastées.

Influence de l'énergie de pompage :

Une première remarque concerne les inhomogénéités des franges, elles sont d'autant plus importantes que l'énergie d'excitation est supérieure au seuil d'émission. La photographie 42$_a$ correspond à une énergie très voisine du seuil, la divergence du faisceau est alors très faible, les franges sont pratiquement rectilignes dans la partie centrale du faisceau, certaines franges inclinées subsistent dans des régions éloignées de l'axe du faisceau. L'étendue du faisceau émis au niveau de la face de sortie du rubis varie dans le même sens que l'énergie d'excitation. Le nombre de points émissifs augmente et l'on sait que le nombre de modes excités est plus grand, ceci

Fig. 62$_a$

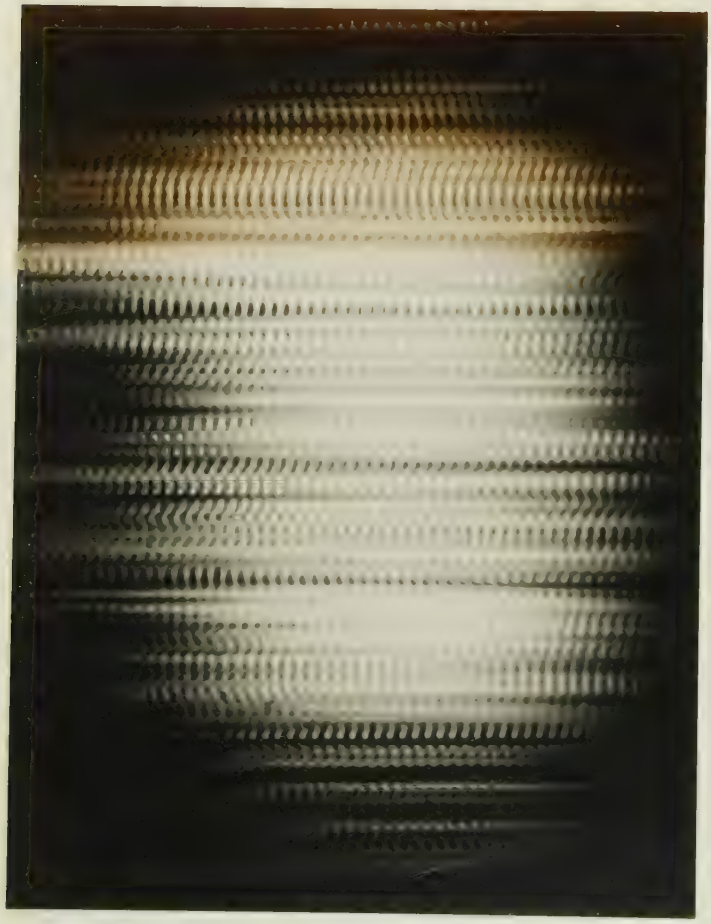


Fig. 62$_b$

favorise la complexité de structure du faisceau [15].

La photographie 42 b correspond à une énergie dont la valeur est de 10% supérieure à celle du seuil d'émission, le domaine des franges est plus étendu, essentiellement en hauteur. Pour une énergie encore supérieure on observe des franges jusque dans les lobes latéraux d'ordre 3 et 4 de la figure de diffraction due aux fentes (figure 43). Celles du lobe central sont alors invisibles, par suite de l'intensité trop importante dans la partie centrale. Nous retrouvons sur ces clichés :

1.- des franges d'orientations différentes d'un palier à l'autre ;
2.- des décalages latéraux entre les différents paliers. Ces décalages augmentent avec la distance au centre du champ d'interférences.
3.- une modulation du domaine d'interférences par la diffraction qui se produit au niveau de l'ouverture des fentes.

Variation de fréquence entre les différents trains d'onde émis.

Les zéros de la fonction $(\frac{\sin u}{u})^2$ correspondent à $\frac{k\lambda}{a}$, or a étant fixé, on peut supposer que la variation de λ est responsable des décalages observés entre chaque bande. Un calcul basé sur cette variation de longueur d'onde donnerait une valeur $\Delta\lambda$, voisine de 0,175µ. Soit les figures de diffraction correspondant aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 différentes de $\Delta\lambda$ et telles que le premier maximum latéral de l'une coincide avec le deuxième zéro de la seconde.

On a

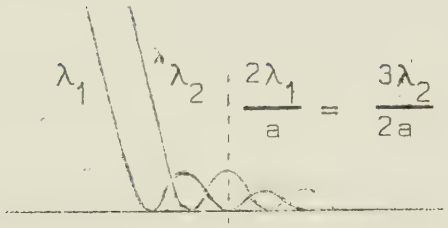
$$\frac{2\lambda_2}{a} = \frac{3\lambda_1}{2a}$$

Fig. 43

si $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda_1$

$2(\lambda_1 + \Delta\lambda_1) = 3/2\ \lambda_1$

$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{4} = \frac{0,7}{4}\mu \sim 0,175\ \mu$



Cette valeur est invraisemblable, la seule variation de la longueur d'onde ne suffit donc pas pour expliquer un tel décalage. La raie R_1 se déplace dans une certaine bande de fréquences mais celle-ci est beaucoup plus étroite. Il faut alors envisager la présence de différents modes d'oscillation à l'intérieur du rubis, notamment des modes obliques, pour lesquels le centre de la figure de diffraction serait déplacé par rapport à l'axe du système.

On a tracé les courbes i = f(D) à partir des valeurs de l'interfrange calculées et mesurées sur différents clichés (fig.44)

L'allure générale des franges, d'orientations différentes et disposées en paliers, a été vérifiée au moyen d'autres montages interférentiels, en particulier avec un biprisme de Fresnel. [6]. D'autre part l'obliquité et les stries restent observables quand le système de franges est étalé à l'aide d'une lentille cylindrique suivant les deux directions orthogonales privilégiées (direction parallèle et perpendiculaire aux franges).

Les inhomogénéités de ces franges peuvent être attribuées

1.- aux déphasages qui existent entre les trains d'ondes émis par le rubis.

2.- au passage d'un mode à un autre pendant l'émission, ceci pourrait être attribuable à une variation de température à l'intérieur de la cavité . Une étude est en cours actuellement dans notre laboratoire, pour déterminer l'influence de cette variation de température sur l'émission.

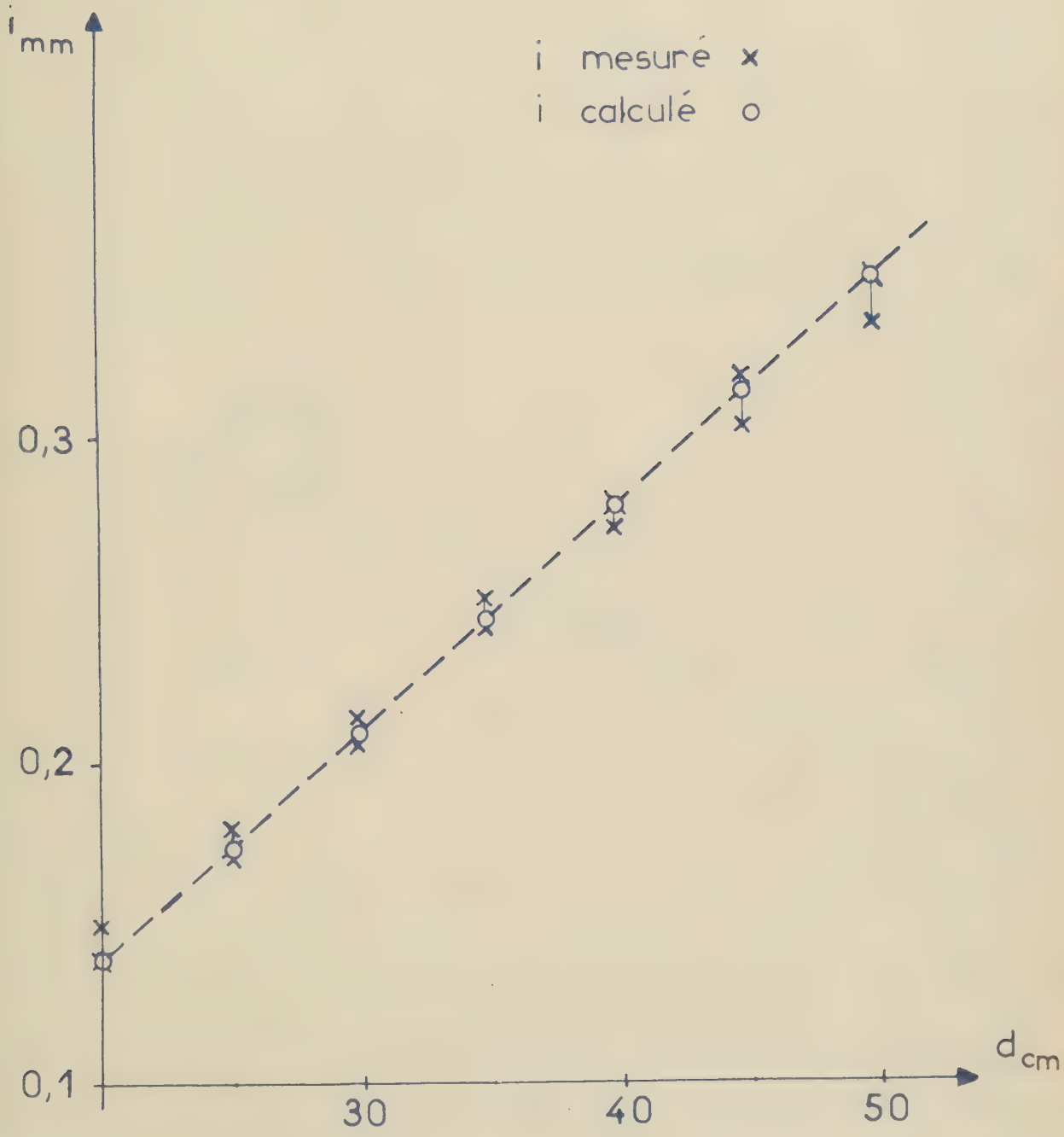


Fig. 44

Conséquences :

J. Ch. Viénot a proposé aux journées de Physique du Tricentenaire de Pascal les 8 et 9 Juin 1962 [4] l'explication suivante : "Si on isole deux points P_1 et P_2 sur la face du rubis ou dans le plan de section du faisceau déjà au delà de cette face, à chacun de ces couples de points correspond un système de franges de centre P'_1 et P'_2 respectivement conjugués de P_1 et P_2 (figure 45). Par solution de continuité aux différents points P situés entre P_1 et P_2 correspondent les points P', centre des différents systèmes de franges élémentaires.

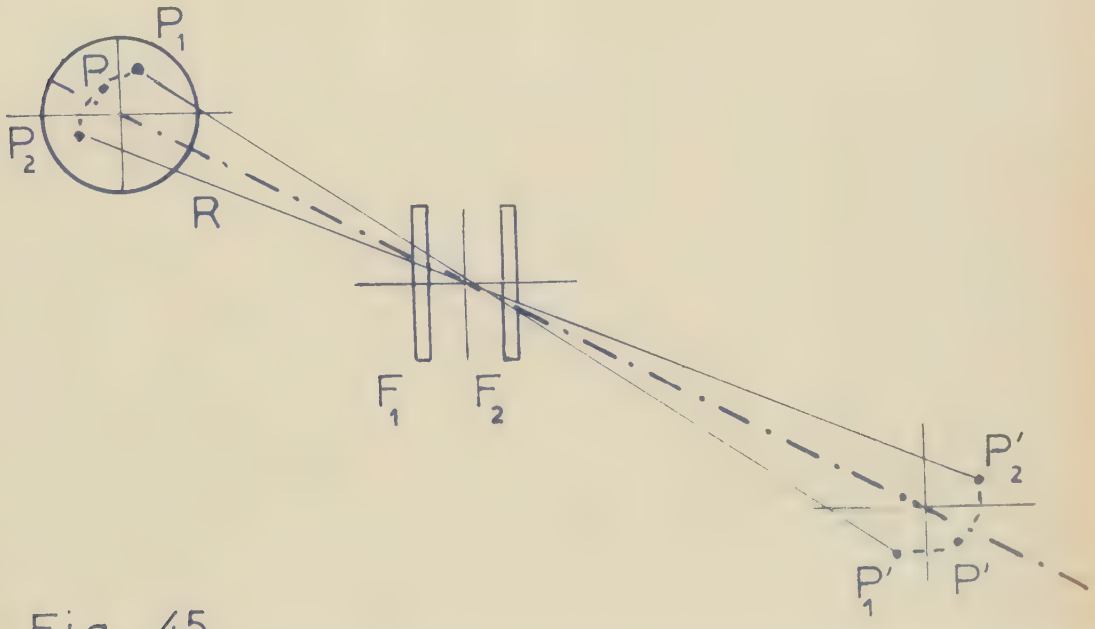


Fig. 45

Sur plusieurs clichés on a constaté que la structure du faisceau subit une organisation à partir de la face de sortie. En effet, si l'on fait varier la distance qui sépare le rubis du plan des fentes on remarque, lorsque la distance augmente, que les irrégularités des franges diminuent. C'est donc la structure du faisceau au niveau des fentes qui détermine la formation et l'allure du système de franges d'interférences.

L'image des fentes a été obtenue au moyen du montage représenté figure 46.

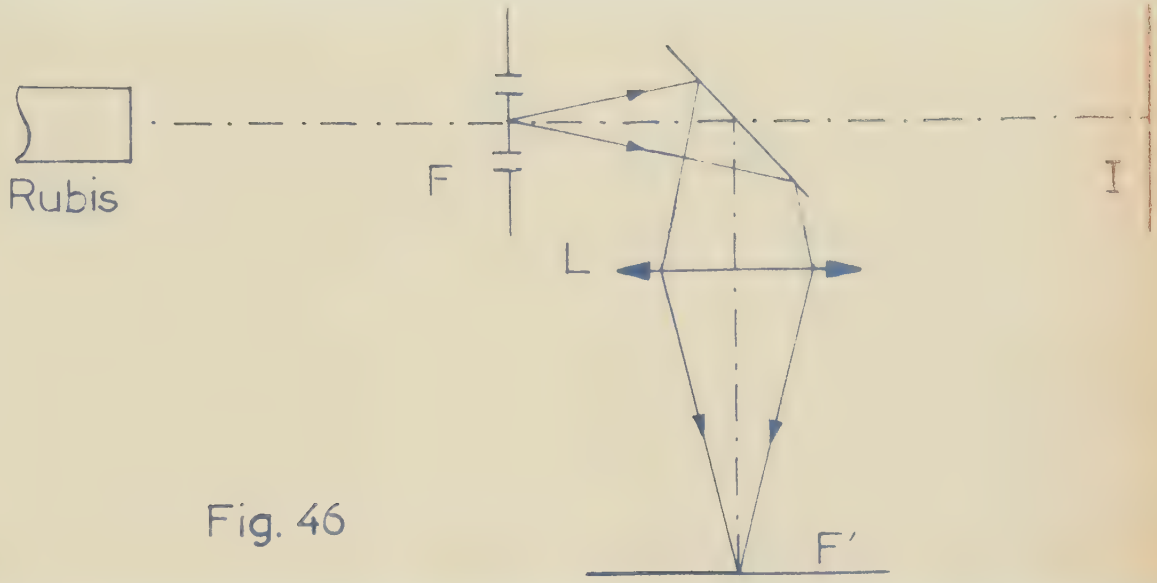


Fig. 46

L'objectif L donne, des fentes, une image F' dans le plan d'une émulsion photographique. On obtient ainsi simultanément le système de franges et la structure du faisceau à l'intérieur des fentes.

Si on introduit un léger défaut de mise au point, en déplaçant L, l'image F' des fentes rend compte du manque d'homogénéité du faisceau lumineux suivant leur hauteur et leur largeur (figure 47). Cette inhomogénéité traduit la structure des franges, en effet, soit les deux fentes F_1 et F_2, la répartition d'énergie dans le plan des fentes est complexe. Toutefois, il existe des couples de points (P_1 , P'_1) (P_2, P'_2) à l'intérieur des fentes F_1 et F_2, qui donnent, s'ils sont présents simultanément, un système de franges P_1 P'_1, P_2 P'_2 dont l'orientation dépend de la structure du faisceau dans le plan des fentes.

Ces inhomogénéités sont alors dues à la structure du rayonnement émis.

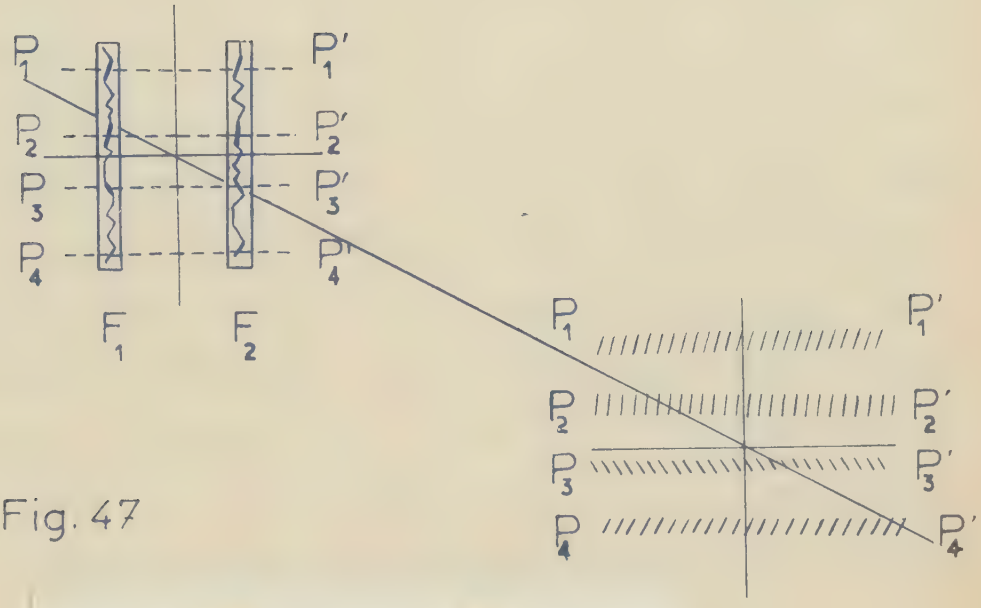


Fig. 47

Franges du biprisme

Des franges d'interférences peuvent être obtenues au moyen d'un biprisme. Si l'on dispose sur le faisceau issu du rubis une fente source F_b, (fente de largeur réglable), les franges photographiées sont parallèles à l'arête de biprisme, elles sont plus régulières que celles obtenues précédemment avec deux fentes. Les répartitions d'énergie à l'intérieur des deux fentes étaient différentes, elles dépendaient de la structure de l'impact du faisceau dans le plan F_1F_2, tandis qu'elles sont identiques dans le cas du biprisme, les deux sources F'_1 et F'_2 étant les images données par le biprisme de la fente F_b.

Arrangement du système de franges :

Le phénomène de diffraction à travers une fente limitant l'étendue du faisceau permet de réaliser une distribution énergétique plus uniforme dans le plan des fentes. Dans cette expérience, les deux fentes d'Young sont situées à une distance de la fente F_b telle que leur écartement soit le même que celui de deux lobes symétriques de la figure de diffraction, les franges d'interférences sont alors plus régulières, car chacune des fentes F_1 et F_2 est éclairée par la même répartition lumineuse. Les fentes F_1 et F_2 étaient placées au niveau des lobes de diffraction d'ordre +1 et -1.

La photographie, figure 48, représente l'allure de la figure de diffraction donnée par une fente d'ouverture.0,3mm placée à 15cm de la face de sortie du rubis, le plan d'obser-

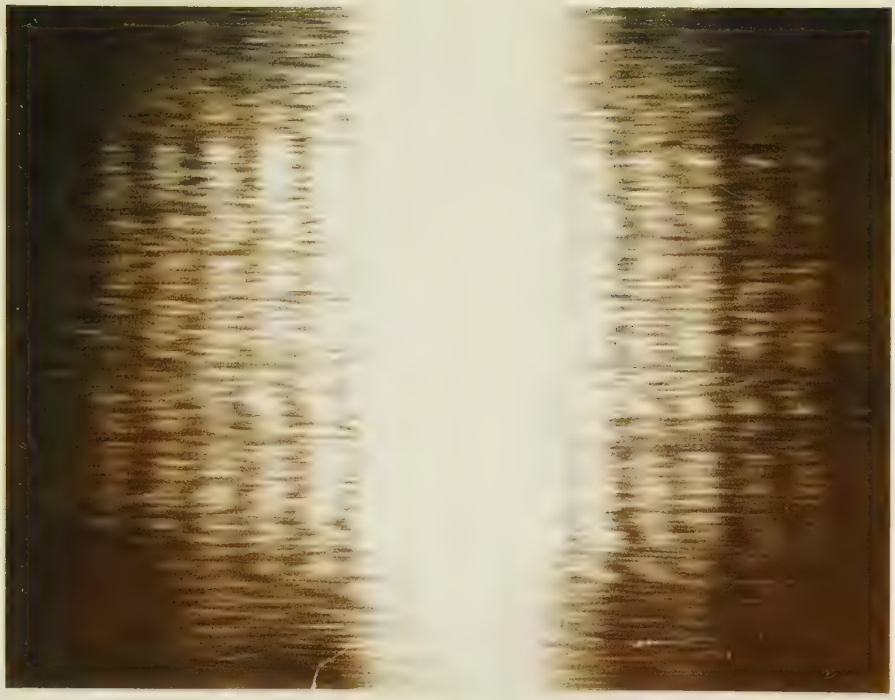


Fig. 46

Fig. 47

vation p étant à 21 cm de la fente F_b. Nous avons vérifié l'étalement de cette figure (loi $\frac{\sin 2\pi\, ua/\lambda}{2\pi\, ua/\lambda}$) en fonction de l'ouverture a de la fente.

On observe encore sur ce cliché un décalage latéral des lobes au niveau de plusieurs paliers, ce qui provoque une certaine ondulation d'ensemble des franges de diffraction.

Les fentes F_1 et F_2 fixées sur un chariot, dont le déplacement est assuré au moyen de vis micrométriques sont translatées de 0,1 mm en 0,1 mm autour d'une position moyenne. Elles sont situées à une distance D_1 de la fente F_b telle que $\frac{3\lambda}{a} D_1$, soit égal à l'écartement des fentes, $D_1 = \frac{a}{3\lambda} = 142{,}8$ mm.

Bien que l'énergie d'excitation soit supérieure au seuil, les franges obtenues (figure 49) sont presque parfaitement rectilignes dans tout le champ, comme si un ensemble de "photons" avait été sélectionné.

B) Franges d'interférences photographiées au cours de l'émission :

1) Caméra à enregistrement discontinu :

Les franges obtenues jusqu'ici sont dues à une émission stimulée complète, elles représentent la superposition de tous les systèmes élémentaires correspondant à toutes les impulsions. La caméra ultra-rapide, dont il a été question précédemment, nous a permis d'obtenir les systèmes de franges formés pendant des intervalles de temps très courts (0,1 à 3 µs) et correspondant à une ou quelques impulsions élémentaires.

Le schéma du dispositif est représenté figure 50_a et le montage est réalisé figure 50_b. La lame L_{st} semi-transparente permet d'obtenir les franges correspondant à toute l'émission, en même temps que celles photographiées par la caméra. L'allure de l'émission est donnée par un oscillogramme obtenu au moyen d'un photomultiplicateur 150 CVP, dont le signal est envoyé aux bornes d'entrée d'un oscilloscope. La photographie, figure 51, représente une séquence d'un film ainsi obtenu. Sur les clichés successifs, on peut constater la diversité de structure de chaque impulsion élémentaire. Considérons un film pris dans des conditions d'excitation voisine du seuil (1125 joules) la vitesse de rotation du miroir étant fixée à 970 t/s, si l'on suppose que les diverses bandes suivant lesquelles apparaissent des franges, sont dues à des régions émissives déterminées au niveau de la face de sortie. On constate qu'il existe d'importantes variations d'un cliché à un autre, au niveau de chaque bande élémentaire. Ces variations d'orientation et d'intensité des franges sont attribuables à l'instabilité de la fréquence et de la phase des ondes émises en chaque point de la face et à la nature de l'émission qui n'intéresse que quelques points émissifs variant au cours de l'émission.

2) Caméra à enregistrement continu :

Les fentes d'Young utilisées dans les manipulations précédentes sont placées sur le faisceau laser entre le rubis et le miroir tournant, le montage de la caméra continue restant

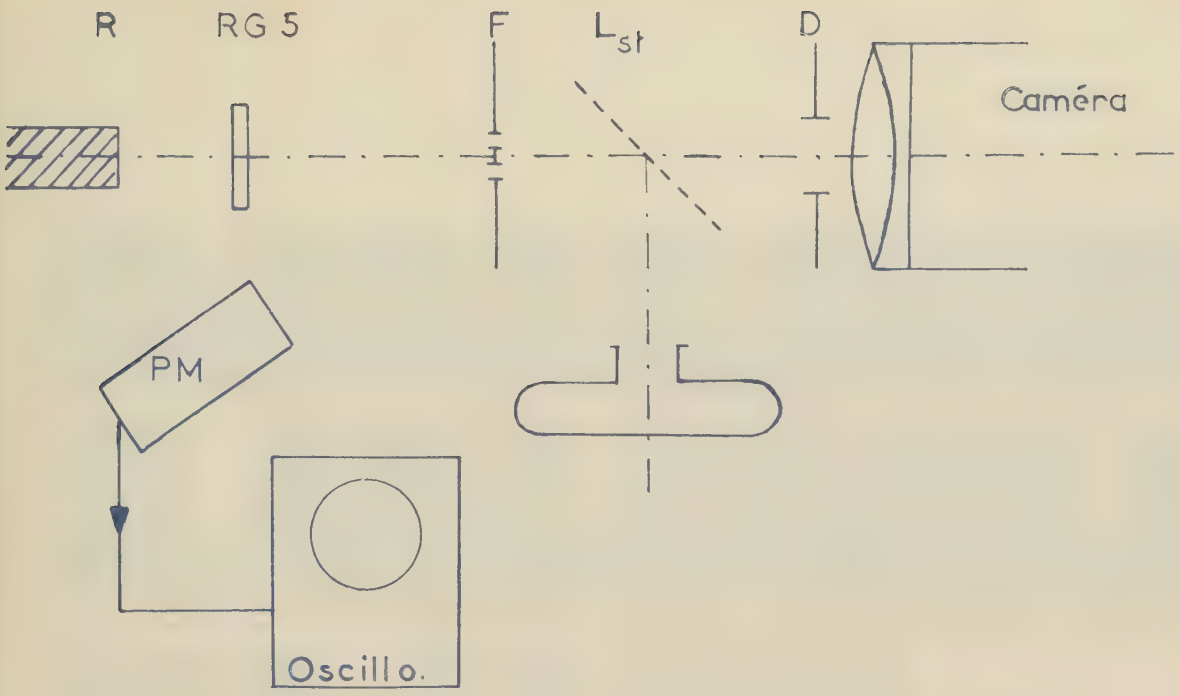


Fig. 50a

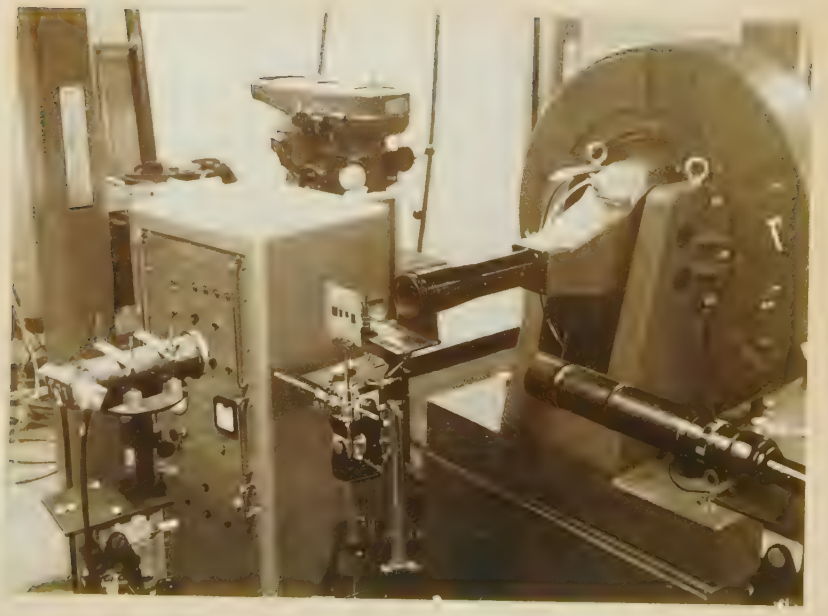
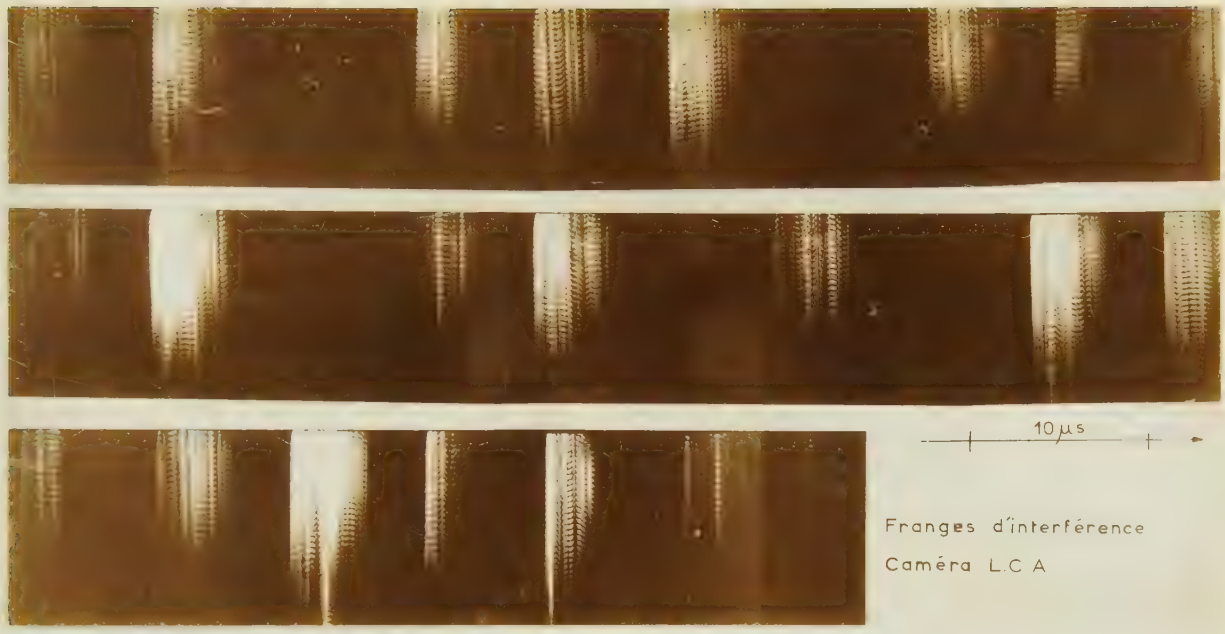


Fig. 50



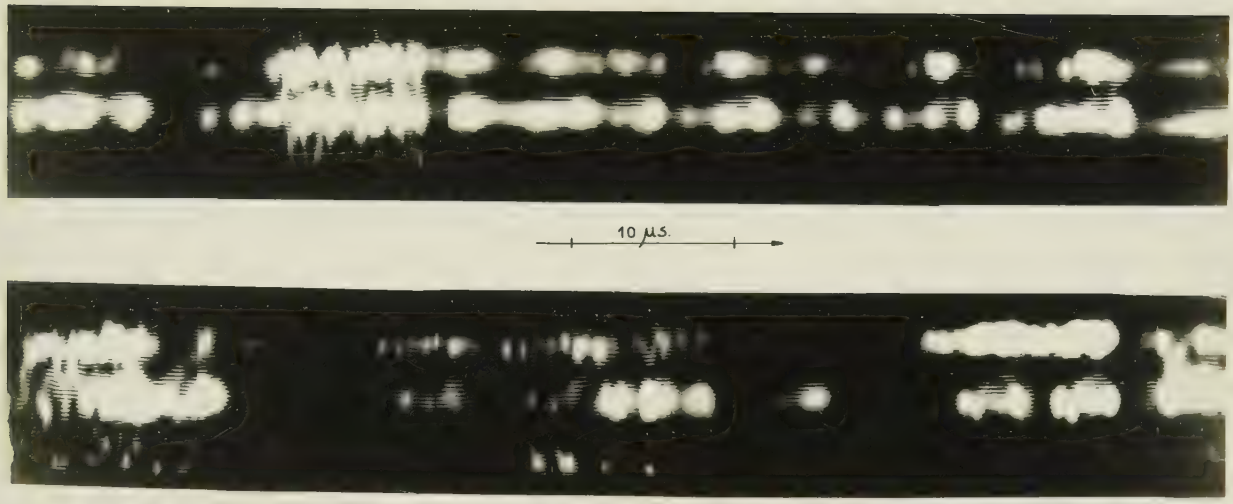
Franges d'interférence
Caméra L.C.A

inchangé, l'étendue du domaine d'interférences est fonction de l'énergie de pompage, au niveau du seuil, les impulsions sont isolées et peu nombreuses.

L'examen des films obtenus montre qu'il existe différents systèmes de franges, figure 52.

a) Des domaines où les franges sont pratiquement rectilignes à l'intérieur de petites régions régulières, probablement dues à un rayonnement unique qui correspondrait à un seul mode de vibration. Le passage de ces franges à celles de l'impulsion suivante se fait de diverses façons : soit un passage continu, l'orientation des franges étant identique ou non, soit un passage discontinu les franges brillantes étant décalées de $\lambda/2$ par rapport aux précédentes, (les franges lumineuses d'un système correspondent aux franges noires du système suivant).

b) Des domaines où le phénomène d'interférences est beaucoup plus important, l'émission étant plus intense et plus étalée (apparition de plusieurs modes) les impulsions sont plus nombreuses et plus rapprochées, et il semble que leur durée d'émission soit plus petite que celles des impulsions précédentes. Au niveau de ces régions apparaissent des bandes étroites apparemment distinctes, entre lesquelles les mêmes discontinuités restent observables. Le nombre de modes de vibrations susceptibles d'intervenir dans la formation de ces franges est supérieur à ceux qui interviennent dans la formation des franges ci-dessus en particulier apparition de modes obliques.



Franges d'interférence
enregistrement continu

Fig. 52

- CHAPITRE V -

POLARISATION DE LA LUMIERE LASER

L'étude de l'état de polarisation de la lumière émise par le laser à rubis présente un intérêt évident. Une technique a été mise au point et la détermination des taux de polarisation (vibration rectiligne, circulaire droite ou gauche) est actuellement en cours au laboratoire. Quelques clichés reproduits ici représentent une partie préliminaire des manipulations qui doivent être exposées dans un rapport général (J.Ch. Viénot, 122/62, DRME). Les commentaires qui accompagneront ces clichés seront donc succincts.

I) POLARISATION GLOBALE.

A) Polarisation rectiligne :

1°) Enregistrement statique : Un cristal biréfringent donne par transmission deux vibrations rectilignes polarisées à angle droit l'une par rapport à l'autre, le plan de polarisation du rayon ordinaire est le plan de section principale du cristal, celui du rayon extraordinaire est le plan perpendiculaire. Les deux traces du faisceau correspondant aux deux vibrations seront ainsi photographiées et comparées. Un prisme de Glazebrook ne transmet que le rayon extraordinaire, la vibration transmise est complètement polarisée et son plan de polarisation est perpendiculaire au plan de section principale du prisme. De plus son champ est normal à la direction

de propagation du faisceau lumineux. La rotation du glazebrook, par rapport à la normale à ses faces d'entrée et de sortie, permet de faire tourner de façon continue la direction de la vibration transmise. La comparaison des clichés photographiés pendant une émission complète, pour diverses orientations de $\vec{E}$ donne une idée de l'importance des composantes rectilignes suivant la direction considérée. Les clichés successifs pourront être comparés dans la mesure où l'émission est reproductible d'un tir à l'autre, dans des conditions d'excitation et de température identiques. Cette reproductibilité nous a fait choisir des rubis de qualité "N".

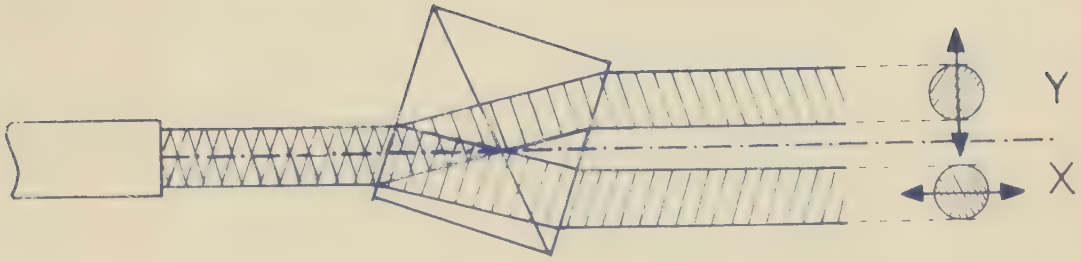
Deux rubis N particuliers ont été constamment utilisés dans cette étude ;

- un rubis 0° N dont l'axe optique est parallèle à l'axe du mono-cristal ;
- un rubis 90° N l'axe optique étant perpendiculaire à celui du cristal.

a) Comparaison simultanée des traces données par deux vibrations polarisées à angle droit (biréfringent)

1.- Rubis 90° N :

Le rubis 90° N, fixé dans la tête laser au moyen du système décrit dans le chapitre II figure 29, peut pivoter autour de son axe. La rotation est mesurable sur la graduation tracée sur le support de la lampe, l'axe optique du rubis est repérable au moyen d'un index placé parallèlement à cet axe.



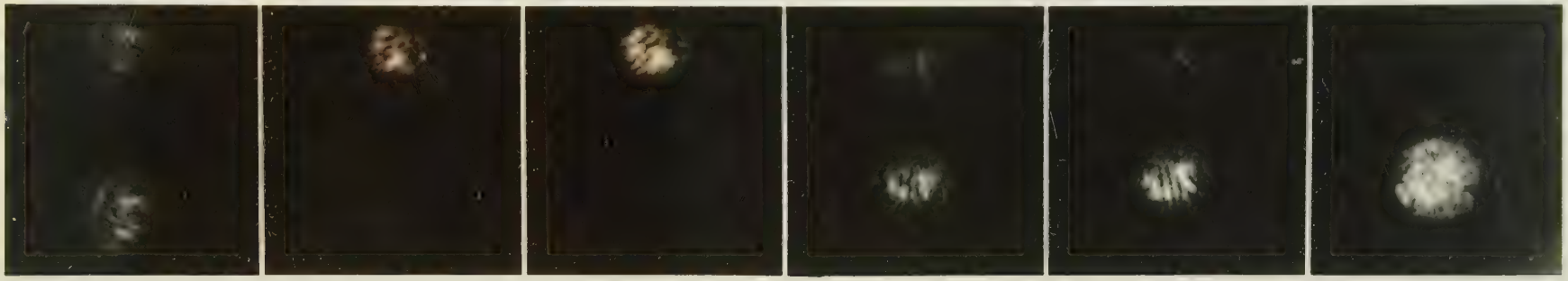
rubis biréfringent vibrations X,Y polarisées

Fig. 53a

Le schéma de principe est représenté sur la figure 53_a. On constate sur les clichés obtenus que l'intensité des deux traces varie de façon différente quand le rubis tourne autour de son axe. La tache supérieure s'estompe, disparaît totalement, puis réapparaît tandis que l'intensité lumineuse de la tache inférieure diminue à son tour. L'extinction totale des traces X et Y se produit quand l'axe optique est parallèle à la vibration X ou à la vibration Y, transmises par le biréfringent.

L'impact du faisceau qui reste lumineux correspond à la vibration dont la direction de polarisation rectiligne est perpendiculaire à l'axe optique. La direction privilégiée de $\vec{E}$ est donc parallèle à la vibration ordinaire du rubis [8, 13].

La photographie figure 53_b représente quelques clichés pris avec ce dispositif, sur lesquels on peut suivre les variations d'intensité et les extinctions suivant X et Y des traces inférieures et supérieures.



α=45° α=80° α=90° α=135° α=170° α=180°

RUBIS 90 N

Trace supérieure : vibration Y

Trace inférieure : vibration X

(ÉMISSION COMPLÈTE)

Fig. 51

Les répartitions spatiales des traces lumineuses à l'intérieur des taches X et Y sont semblables, seules leurs intensités respectives varient.

2.- Rubis 0° N :

La même manipulation est réalisée avec un rubis taillé parallèlement à son axe. Les deux traces X et Y ont la même intensité quelque soit la position du rubis. Il n'existe donc pas de direction de polarisation rectiligne privilégiée.

Toutefois, si l'intensité reste la même, la structure correspondant aux deux directions polarisées parallèlement à X et Y, diffère d'une vibration à l'autre pour une même émission.

b) Comparaison des traces données par les composantes de $\vec{E}$ suivant une vibration rectiligne :

Les impacts photographiés au delà du Glazebrook sont dus à une direction unique de $\vec{E}$ définie par la position du polariseur. Deux méthodes ont été utilisées :

- le Glazebrook étant fixe, la direction de la vibration rectiligne est déterminée, on oriente l'axe optique du rubis 90° N par rapport à $\vec{E}$ en faisant pivoter ce dernier autour de son axe ;
- le rubis 90° N étant immobile, la position de l'axe optique est fixe, et on fait varier l'orientation du vecteur $\vec{E}$ transmis par le Glazebrook.

On a constaté que l'allure du faisceau et des régions émissives au niveau de la face est fonction de la position du rubis à l'intérieur de la lampe flash. Cette deuxième méthode ne modifie pas, pour une énergie donnée, l'excitation du milieu actif.

1.- Rubis 90° N :

L'extinction de la trace transmise se produit généralement pour la vibration ordinaire du rubis.

Cependant il arrive que l'extinction ait lieu pour une vibration très voisine, faisant un angle de 10° à 20° avec l'axe optique.

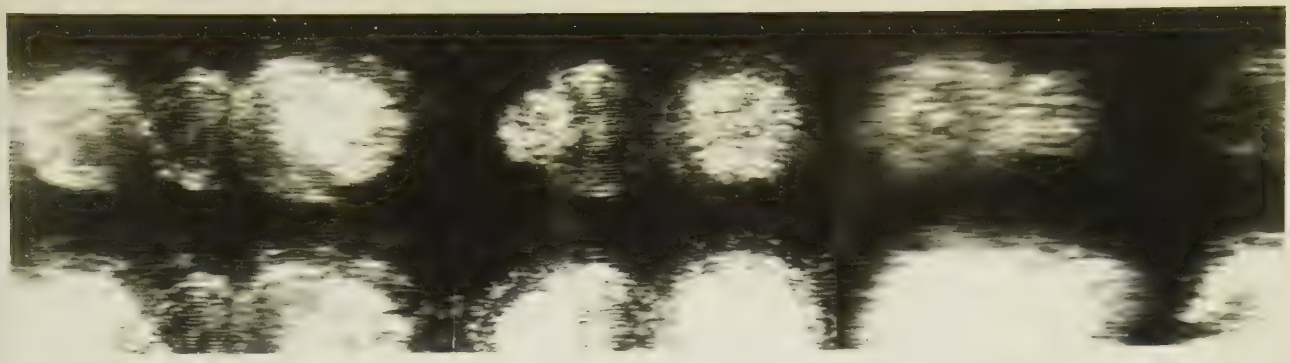
D'autre part, sur des clichés pris dans des conditions identiques, (énergie d'excitation, température et positionnement du rubis) l'extinction ne se produit pas toujours pour les deux directions opposées de $\vec{E}$ par rapport à l'axe optique du rubis.

La polarisation globale de l'émission issue d'un rubis 90° N présente donc une direction privilégiée, perpendiculaire à l'axe optique : toutefois celle-ci n'est pas rigoureusement identique d'une émission à l'autre. Elle peut varier avec les conditions d'excitation du rubis.

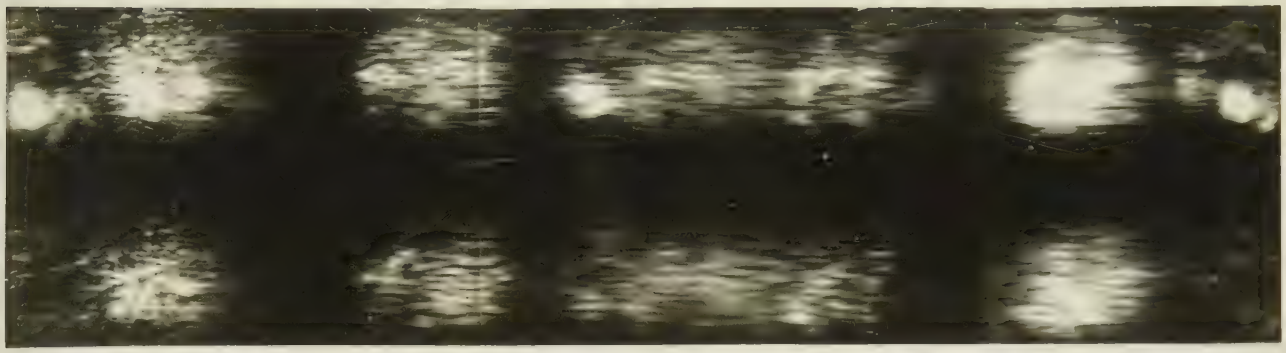
2.- Rubis 0° N :

L'examen des photographies prises à partir de l'émission d'un rubis 0° N ne permet pas de définir une direction de polarisation rectiligne privilégiée.

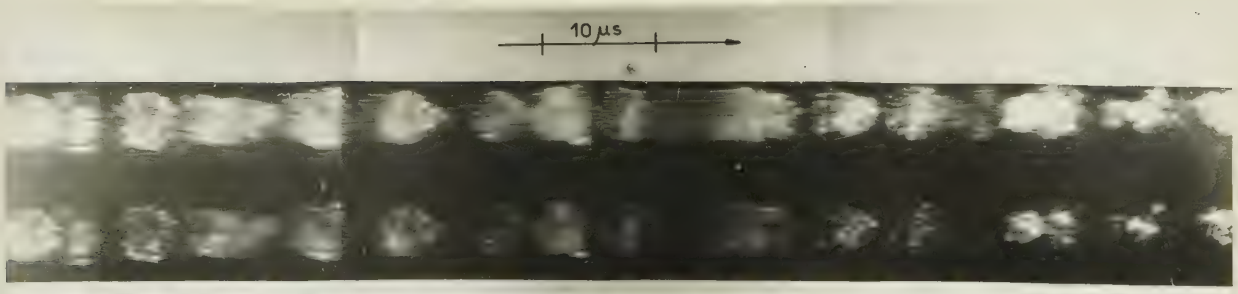
Les intensités des différentes traces lumineuses varient



Rubis 90. N



Rubis 0. N



Rubis 90° N vibrations X,Y. trace directe

Rubis 0° N vibrations X Y. trace directe

On constate que toutes les impulsions possèdent le même état de polarisation sur l'ensemble de l'émission. Le rubis est placé de façon à ce que les deux traces X et Y apparaissent simultanément et présentent une différence d'intensité.

Au sujet des enregistrements du type de celui de la figure 54, les remarques suivantes peuvent être faites :

a) la différence d'intensité entre X et Y reste identique pour toutes les impulsions ;

b) pour chacune des impulsions les structures restent pratiquement les mêmes suivant X et Y.

2.- Rubis 0° N :

Les enregistrements pris avec ce rubis figurent sur les clichés 54 et 55.

On constate sur ceux-ci une identité d'éclairement suivant X et Y, mais des différences de structure entre les deux traces sont visibles. Certaines régions apparaissent toujours sur une seule des deux traces et ceci de manière intermittente. Une direction de polarisation privilégiée existe donc en ces points.

Cette différence de structure suivant X et Y est encore plus nette au début de l'émission stimulée. Sur la figure 55 la séquence relative au rubis 0° N, représente le début d'une émission (premières impulsions). La vibration Y est plus intense pendant les premières impulsions, et les variations de structure sont importantes.

REMARQUE : L'étalement des traces successives et leur structure

sur les enregistrements, figure 55, montrent comment s'établit l'émission. Elle débute au niveau d'une petite plage (centrée ou non suivant les rubis) et après quelques impulsions elle intéresse pratiquement toute la face. Cet étalement de la zone émettrice peut être relié au nombre de modes excités. Au début l'émission démarre sur quelques modes, puis très rapidement une émission complexe due à l'interaction entre de nombreux modes s'établit [10].

B) Polarisation circulaire :

Si la vibration émise était polarisée circulairement, elle donnerait, après avoir traversé une lame quart d'onde, une vibration rectiligne parallèle à la première ou la deuxième bissectrice des lignes neutres de la lame (suivant le sens de la polarisation circulaire). Cette vibration rectiligne pourrait donc être éteinte à l'aide d'un polariseur.

Les films pris pendant une émission complète et ceux obtenus au cours du temps ne donnent pas de direction de polarisation circulaire privilégiée, ce qui semble attribuable à une biréfringence résiduelle à l'intérieur du cristal provoqué par un manque d'homogénéité du milieu [13].(*)

(*) Après la rédaction la poursuite de cette manipulation a montré que pour un rubis 0° N, une différentiation très nette pouvait être faite entre les divers types de polarisation. On a même réussi à évaluer les taux de polarisation rectiligne, circulaire droite et circulaire gauche.

II) POLARISATION LOCALE (en point par point)

A) Polarisation rectiligne :

1°) Statique : des cupules métalliques dans lesquelles des trous circulaires de différents diamètres (compris entre 46 et 260 µ) ont été percées en des régions variées, sont placées à l'extrémité du rubis.

a) Examen de la polarisation des faisceaux émis en différents points de la face au moyen d'un Glazebrook.

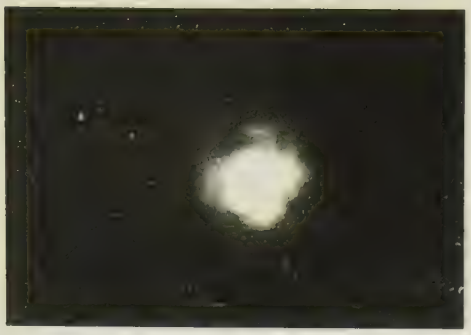
1.- Rubis 90° N :

Pour de petites régions circulaires isolées au niveau de la face du rubis les faisceaux émis présentent le même état de polarisation que celui défini ci-dessus comme une moyenne. Les photographies relatives au rubis 90° N (figure 56) montrent bien la différence d'intensité qui existe entre les deux vibrations X et Y. Ces clichés ont été pris à partir du faisceau issu d'une plage isolée de 260 µ de diamètre, située au centre de la face du rubis.

2.- Rubis 0° N :

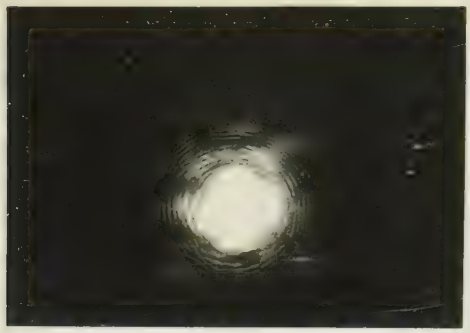
La densité d'éclairement suivant X et Y est identique pour les deux photographies, figure 56.

2) Enregistrement continu : comme pour le faisceau global nous avons utilisé un prisme biréfringent qui permet de comparer simultanément les traces fournies par les deux vibrations polarisées perpendiculairement. Cette comparaison peut être faite

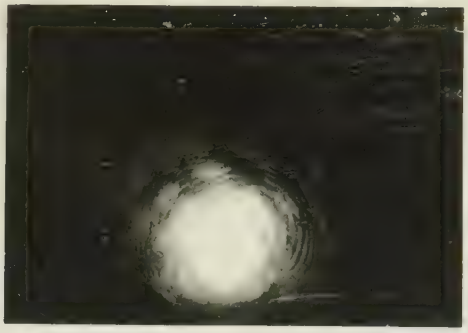


vibrations X

Rubis O.N



vibrations Y

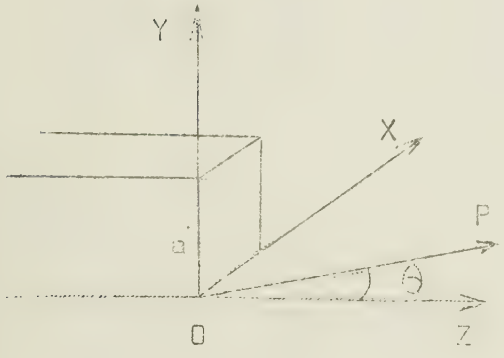


Rubis 90.N

10 µs

Vibrations X, Y issues de 2 régions émissives distinctes. Rubis 0° N.

I.- / CALCUL DE LA FIGURE DE DIFFRACTION DE FRAUNHOFER DANS LE CAS D'UNE CAVITE PARALLEPIPEDIQUE -



soit une répartition de champ sinusoïdale dans le plan xoy de la face de sortie

$$\sin\left(\frac{\pi r x}{a}\right).\cos\left(\frac{\pi s y}{a}\right)$$

soit θ l'angle que fait la direction OP avec la normale à la face de sortie.

La distribution d'énergie suivant une droite parallèle à Ox dans le plan de Fraunhofer est donnée par la transformée de Fourier de la répartition d'amplitude dans le plan pupillaire xoy

soit $$\int_0^a \sin\frac{\pi r x}{a}\,\exp\left(\frac{2i\pi\sin\theta x}{\lambda}\right)dx$$

d'où

$$A = \int_0^a \sin\frac{\pi r x}{a}\cos\frac{2\pi\sin\theta x}{\lambda}\,dx + i\int_0^a \sin\left(\frac{\pi r x}{a}\right)\sin\frac{2\pi\sin\theta x}{\lambda}\,dx$$

$$A = 1/2\left[\frac{\cos\left(\frac{\pi r}{a}-\frac{2\pi\sin\theta}{\lambda}\right)x}{\frac{\pi r}{a}-\frac{2\pi\sin\theta}{\lambda}} - \frac{\cos\left(\frac{\pi r}{a}+\frac{2\pi\sin\theta}{\lambda}\right)x}{\frac{\pi r}{a}+\frac{2\pi\sin\theta}{\lambda}}\right]_0^a +$$

$$+ i/2\left[\frac{\sin\left(\frac{\pi r}{a}-\frac{2\pi\sin\theta}{\lambda}\right)x}{\frac{\pi r}{a}-\frac{2\pi\sin\theta}{\lambda}} - \frac{\sin\left(\frac{\pi r}{a}+\frac{2\pi\sin\theta}{\lambda}\right)x}{\frac{\pi r}{a}+\frac{2\pi\sin\theta}{\lambda}}\right]_0^a$$

$$A = -1/2 \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi r}{a} + \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}\right)a}{\frac{\pi r}{a} + \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}} + \frac{1}{\frac{\pi r}{a} + \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}} + \frac{\cos\left(\frac{\pi r}{a} - \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}\right)a}{\frac{\pi r}{a} - \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}} + \right.$$

$$\left. \frac{1}{\frac{\pi r}{a} - \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}} \right] + \frac{i}{2} \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi r}{a} - \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}\right)a}{\frac{\pi r}{a} - \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}} - \frac{\sin\left(\frac{\pi r}{a} + \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}\right)a}{\frac{\pi r}{a} + \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}} \right]$$

Posons :

$$\varphi_+ = \left(\frac{\pi r}{a} + \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}\right)$$

$$\varphi_- = \left(\frac{\pi r}{a} - \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}\right)$$

$$A = -1/2 \left[\left(\frac{1}{\varphi_+ \varphi_-}\right) \right] \left[\varphi_- \cos(\varphi_+ a) + \varphi_+ \cos(\varphi_- a) \right] + \frac{\frac{2\pi r}{a}}{\varphi_+ \varphi_-}$$

$$+ \frac{i}{2} \left[\left(\frac{1}{\varphi_+ \varphi_-}\right) \right] \left[\varphi_+ \sin(\varphi_- a) - \varphi_- \sin(\varphi_+ a) \right]$$

or :

$$\sin(\varphi_+ a) = -\sin(\varphi_- a)$$

$$\cos(\varphi_+ a) = \cos(\varphi_- a)$$

d'où:

$$A = -\frac{1}{2\,\varphi_+ \varphi_-} \left[\left\{ (\varphi_-) + (\varphi_+) \right\} \cos(\varphi_+ a) - \frac{2\pi r}{a} \right]$$

$$- \frac{i}{2} \left(\frac{1}{\varphi_+ \varphi_-}\right) \left[(\varphi_+) + (\varphi_-) \right] \sin(\varphi_+ a)$$

$$(\varphi_+)+(\varphi_-) = \frac{2\pi r}{a}$$

$$A = -\frac{1}{2\varphi_+\varphi_-}\left[\frac{\pi r}{a}\cos(\varphi_+ a) - \frac{\pi r}{a}\right] - \frac{i}{\varphi_+\varphi_-}\left[\frac{\pi r}{a}\sin(\varphi_+ a)\right]$$

$$I = A \cdot A^*$$

$$I = \frac{1}{(\varphi_+\varphi_-)^2}\left[\frac{\pi^2 r^2}{a^2}\cos^2(\varphi_+ a) - \frac{2\pi^2 r^2}{a^2}\cos(\varphi_+ a) + \frac{\pi^2 r^2}{a^2} + \frac{\pi^2 r^2}{a^2}\sin^2(\varphi_+ a)\right]$$

$$I = \frac{2\pi^2 r^2}{a^2\varphi_+^2\varphi_-^2}\left[(1 - \cos\varphi_+ a)\right] = \frac{2\pi^2 r^2}{a^2\varphi_+^2\varphi_-^2}\left(2\sin^2\frac{\varphi_+ a}{2}\right)$$

$$I = \frac{\frac{4\pi^2 r^2}{a^2}\sin^2(\varphi_+ \frac{a}{2})}{\varphi_+^2\ \varphi_-^2}$$

$$I = \frac{a^2(2\pi r)^2\ \sin^2\left(\frac{\pi r}{2} + \frac{\pi a \sin\theta}{\lambda}\right)}{\left(\pi r + \frac{2\pi a\ \sin\theta}{\lambda}\right)^2\ \left(\pi r - \frac{2\pi a\ \sin\theta}{\lambda}\right)^2}$$

BIBLIOGRAPHIE

1.- BLANDIN, Les Lasers, Onde électrique, n° 416, nov. 1961.

2 - J. BORIE, M. DURAND, A. ORZAG, Etude cinématographique ultrarapide de l'émission lumineuse d'un laser à rubis, Revue d'Optique, T. 42, n° 1, 1963.

3.- J. BORIE, A. ORZAG, C.R. Ac Sc, T. 253, p. 2215.

4 - J. BORIE, J. BULABOIS, M. DURAND, A. ORZAG, J.Ch. VIENOT, Congrès du tricentenaire Pascal, Clermont Ferrand, Juin 1962.

5 - J. BULABOIS, Dispositif expérimental mettant en évidence des impulsions brèves dans l'émission stimulée d'un laser à rubis, Réunion de Physique, Besançon, mai 1963.

6 - J. BULABOIS, P.M. DUFFIEUX, J.Ch. VIENOT, C.R. Ac Sc, T. 254, p. 4272.

7 - M. CIFTAN, On the Resonant Frequency Modes of Ruby Optical Masers, Proc. I.R.E., Janvier 1961.

8 - R.J. COLLINS, D.T. NELSON, The Polarization of the Output from a Ruby Optical Maser, Quantum Electronics, R. Singer ed. 1961.

9 - A.G. FOX, T. LI, Resonant Modes in a Maser Interferometer, Bell Syst. Tech. Journal, March 1961.

10 - T.P. HUGHES, M. YOUNG, M.C. ADAMSON, The Effects of Temperature on Ruby Optical Maser Mode Sequences, Feb. 1963.

11 - J. KOTIK, M.C. NEWSTEIN, Theory of Laser Oscillations in Fabry-Perot Resonators, Journal of App. Phys. Feb. 1963.

12 - LIPSETT, MANDEL, Coherence Time Measurements of Light from Ruby Optical Masers, Nature Vol. 199, n° 4893, Aug. 1963.

13 - M. PAUTHIER, R. GAUTIER. S. DEINESS, G. AMAT, Etude expérimentale de la lumière émise par un laser à rubis, Journal de Physique, T. 22, n° 12, p. 829.

14 - A.L. SCHAWLOW, Infrared and Optical Masers, Phys. Rew. vol. 112, n° 6, 1958.

15 - A.L. SCHAWLOW, Infrared and Optical Masers, Quantum Electronics, CH. Townes ed 1960, p. 553.

16 - J.Ch. VIENOT, Les Masers Optiques, Revue d'Optique, T. 40, n° 1, 1961.

17 - J.Ch. VIENOT, N. AEBISCHER, J. BULABOIS, C.R. Ac Sc, T. 254, p. 1596.

18 - J.Ch. VIENOT, J. BULABOIS, C.R. Ac Sc, T. 256, p. 1475.

19 - J.Ch. VIENOT, J. BULABOIS, 3ème Congrès d'Electronique Quantique, Paris, février 1963.

Jury : (M. MESNAGE : Président
(M. DUFFIEUX) Assesseurs
(M. VIENOT)

Besançon, le 17 décembre 1963

Le Doyen,

R. JACQUEMAIN

Vu et Permis d'imprimer

Besançon, le

Le Recteur,

H. GAUTHIER